

НАНОФИЗИКА 🌱 🌮 И НАНОЭЛЕКТРОНИКА



15 – 19 марта 2010 г., Нижний Новгород

Том 1

Нижний Новгород 2010

Сопредседатели Симпозиума

- С.В. Гапонов, академик РАН, ИФМ РАН
- З.Ф. Красильник, д.ф.-м.н., ИФМ РАН

Программный комитет

- А.Л. Асеев, академик РАН, ИФП СО РАН, Новосибирск
- В.А. Бушуев, д.ф.-м.н., МГУ, Москва
- В.А. Быков, д.ф.-м.н., ЗАО «НТ-МДТ», Москва
- В.И. Гавриленко, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- К.Н. Ельцов, д.ф.-м.н., ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва
- С.В. Иванов, д.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
- В.В. Кведер, чл.-корр. РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- М.В. Ковальчук, чл.-корр. РАН, ИК РАН, Москва
- А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.Л. Миронов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.В. Рязанов, д.ф.-м.н., ИФТТ РАН, Черноголовка
- Д.В. Рощупкин, д.ф.-м.н., ИПТМ РАН, Черноголовка
- Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
- М.В. Сапожников, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н.Новгород, уч. секретарь Симпозиума
- А.А. Саранин, чл.-корр. РАН, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
- А.А. Снигирев, к.ф.-м.н., ESRF, Франция
- Р.А. Сурис, академик РАН, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
- В.Б. Тимофеев, академик РАН, ИФТТ РАН, Черноголовка
- В.В. Устинов, академик РАН, ИФМ УрО АН, Екатеринбург
- А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.В. Чупрунов, д.ф.-м.н., ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Н. Новгород

Организационный комитет

- Б.А. Грибков, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.И. Кузьмичев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- С.А. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Р.С. Малофеев, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.С. Мельников, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- В.Л. Миронов, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Е.С. Мотова, ИФМ РАН, Н. Новгород
- Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН, ИФМ РАН, Н. Новгород
- А.А. Фраерман, д.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород
- Н.И. Чхало, к.ф.-м.н., ИФМ РАН, Н. Новгород

Институт физики микроструктур РАН 603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия Тел.: (831)4385120, (831)4385226+257, факс: (831)4385553, e-mail: symp@ipm.sci-nnov.ru

Симпозиум проводится при поддержке





Российской академии наук http://ras.ru/

Российского фонда фундаментальных исследований http://www.rfbr.ru

Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского http://www.unn.ru





ЗАО «HT-MДT» http://www.ntmdt.ru

Международного научно технического центра http://www.istc.ru



Российской корпорации нанотехнологий http://www.rosnano.ru/Home.aspx



Фонда некоммерческих программ «Династия» http://www.dynastyfdn.com



Omicron NanoTechnology GmbH http://www.omicron.com

INTERTECH Corporation

INTERTECH Corporation http://www.intertech-corp.ru





ООО «РТИ, Криомагнитные системы» http://cryo.ru

ЗАО «Научное и технологическое

ООО «Брукер» http://bruker.ru

оборудование»

http://www.semiteq.ru



Newport.



Newport Corporation http://www.newport.com

Техноинфо Лтд. http://www.technoinfo.ru





Solutions for a nanoscale world.™

ООО «ОПТЭК» http://www.optec.zeiss.ru



Institute of Electrical and Electronics Engineers http://ieee.org

Курчатовский центр нано-био-инфо-когнитивных технологий

М.В. Ковальчук,

директор Российского научного центра «Курчатовский институт»

пл. ак. Курчатова, д. 1, Москва. e-mail: koval@kiae.ru

За последние два года в Курчатовском институте создан Центр конвергентных нано-, био-, инфо-, когнитивных (НБИК) наук и технологий, – одна из первых в мире площадок, где развиваются в тесном взаимопроникновении исследования в области физики, химии, биотехнологии, клеточной и молекулярной биологии, нано- и информационных технологий, когнитивной науки. НБИКконвергенция создает основу не просто для формирования очередного уклада технологического развития, она открывает путь к переходу в качественно новую цивилизацию.

Масштабные, прорывные, междисциплинарные мегапроекты, подобные атомному или космическому, всегда опирались на достижения многих областей науки и технологии. Но при этом каждая из этих областей продолжала развиваться в собственной логике и приходила к своим конкретным результатам, которые затем интегрировались, складывались воедино для достижения одной конкретной, пусть и глобальной цели. В рамках глобальных проектов зарождались принципиально новые научные направления и отрасли промышленности, но при этом логика их развития оставалась специализированной, отраслевой, достижения разных областей просто складывались.

В 60-е годы широко распространились информационные технологии, имеющие уже принципиально новый надотраслевой характер. Сегодня нет ни одной области науки, образования, промышленности, которая не была бы связана с применением информационных технологий. Позднее такую же интегрирующую надотраслевую роль, но уже в материальном контексте сыграли нанотехнологии, которые на атомарном уровне, на принципах атомно-молекулярного конструирования материалов объединили самые разные области знаний.

Нанотехнологии - это методология создания «под заказ» материала любого типа, любого вида, для любого применения, при помощи направленного манипулирования атомами и молекулами. Когда мы говорим о развитии нанотехнологий вообще, речь идет о решении двух принципиально разных задач. Одна задача состоит в развитии технологий атомно-молекулярного конструирования и создания этим нанотехнологическим путем МАКРОматериалов для самых разных областей народного хозяйства. Сегодня мы уже программируем создание таких материалов с помощью суперкомпьютеров, имеем возможность просчитывать конфигурации, состоящие из миллиардов атомов, задавать заранее свойства вещества и технологии их создания на качественно новом уровне. Эта задача понятна, она основана на модернизации существующих производств путем введения нанотехнологических решений, их дальнейшего совершенствования, уменьшения энергозатрат. Эта линия развития определена на государственном уровне, выработана стратегия, созданы необходимые механизмы и организации (например, госкорпорация Роснано), которые должны способствовать перетоку научных идей в промышленность, их коммерциализации. Однако это лишь одна из ветвей развития нанотехнологий – линейные, экстенсивные проекты.

Но есть и другая ветвь, которая условно называется «запуском будущего». Она предполагает не только построение принципиально новой исследовательской инфраструктуры, но и переход к новой, междисциплинарной научной ментальности.

Сегодня мир уже переступает порог нового этапа в материаловедении – биоорганического. Его суть – в соединении технологических возможностей, которыми мы обладаем, в первую очередь твердотельной микроэлектроники с нашими сегодняшними знаниями о живой природе. Его стратегическая цель – создание антропоморфных технических систем, подобных конструкциям, создаваемым живой природой. На начальном этапе – гибридных нанобиоматериалов и сенсорных систем на их основе, затем биоробототехнических систем с использованием технологий атомномолекулярного конструирования на основе самоорганизации атомов и молекул.

Когда начиналась компьютерная эра, в основу полупроводниковой электроники был положен кристалл кремния: всего восемь атомов, а в элементарной ячейке кристалла любого белка - десятки и сотни тысяч. 60 лет назад структура белковой молекулы, не говоря уже о моделировании ее функций, была просто недосягаема. Возникло и усовершенствовалось одно из выдающихся технологических достижений - твердотельная микроэлектроника, технология, позволяющая создавать интегральные схемы. Эта воспроизводимая технология микроминиатюризации позволяет с помощью последовательных литографий и совмещения, т.е. создания некоей картинки, рельефа на поверхности кристалла, формировать сложнейшую интегральную микросхему бесконечное количество раз в любом уголке мира одинаковым воспроизводимым образом.

В это же время мы весьма глубоко проникли в устройство белков и научились делать белковые кристаллы. За последние десятилетия, благодаря развитию фундаментальных наук, использованию источников синхротронного излучения и нейтронов, ядерно-магнитного резонанса, созданию суперкомпьютеров, удалось расшифровать структуру биологических молекул, понять, как они устроены, изучить их функции. Начали стираться границы между биоорганикой и неорганическими материалами, на основе которых традиционно развивались технологии.

Человечество стремится достичь в наших приборах того совершенства, которое заложено в каждом из нас. Но если до этого мы могли только копировать отдельные органы или системы, такие как слух, зрение в виде модельных технических систем, всевозможных сенсоров и др., то сегодня мы подошли к пониманию, как устроена живая природа. Соединяя технологии микроэлектроники с нашими знаниями о живой природе, мы сможем создавать принципиально новые гибридные материалы, которые будут состоять из неорганических и органических материалов. Стратегическая цель «запуска будущего» – создание антропоморфных технических систем, подобных конструкциям, создаваемым живой природой.

Выполнение этой задачи возможно не просто путем соединения одной технологии с другой, а при помощи конвергенции, взаимопроникновения наивысших технологических достижений и знаний в области изучения живой природы и человека. Такая конвергенция, объединение наук и технологий даст толчок формированию нового технологического уклада, основанного на НБИКтехнологиях, где Н – это нано, новый подход к созданию материалов «под заказ» путем атомномолекулярного конструирования; Б – био, то, что позволит вводить в конструирование неорганических материалов биологическую часть и таким образом получать гибридные материалы; И – информационные технологии, которые дадут возможность в такой гибридный материал или систему «подсадить» интегральную схему, и в итоге получить некую интеллектуальную систему, а К - это когнитивные технологии, основанные на изучении сознания, познания, мыслительного процесса, поведения живых существ, и человека в первую очередь, как с нейрофизиологической и молекулярно-биологической точек зрения, так и с помощью гуманитарных подходов.

Смысл создания НБИК-Центра в Курчатовском институте и состоял в том, чтобы сформировать инфраструктурную базу этой конвергенции наук и технологий. Ядро, вокруг которого развивается Курчатовский НБИК-Центр – уникальная комбинация МЕГА-установок мирового класса – источников синхротронного и нейтронного излучения. Курчатовский НБИК-Центр включает в себя новый нанотехнологический корпус, модернизированный и реконструированный источник синхротронного излучения, исследовательский нейтронный реактор ИР-8, центр обработки и хранения данных на основе суперкомпьютера. В Курчатовском НБИК-Центре сосредоточено уникальное рентгеновское оборудование, атомно-силовые и электронные микроскопы, различные технологические приборы для нанобиотехнологий, зоны чистых комнат. Хочу отметить, что существенная часть этого уникального оборудования разработана и изготовлена отечественными компаниями.

Все эти чрезвычайно сложные технологии требуют специалистов принципиально нового класса, подготовленных уже на междисциплинарной основе. Нам удалось заложить правильный вектор в этой сфере. Совместная кафедра физики наносистем на физическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова и РНЦ «КИ» успешно работает с 2005 года. Студент, получив степень бакалавра по одной специальности, затем поступает в магистратуру, где уже нет разделения по специальностям, а производится «интегрированное» обучение, поскольку количество читаемых курсов формально превышает учебный план, у студентов есть возможность выбора индивидуальной траектории.

Следующий наш образовательный проект – первый в мире и пока единственный факультет нано-, био-, информационных и когнитивных технологий (ФНБИК), созданный в мае 2009 года в Московском Физтехе. Учебная и научная база ФНБИК – Курчатовский центр нано-, био-, инфо-, когнитивных технологий.

Также очень важен нам гуманитарный блок – структурная лингвистика, социология, антропология, психология – все это неотъемлемые составляющие когнитивного направления, наряду, конечно, с его медицико-биологическим блоком.

Мы не только создаем качественно новую научную среду, междисциплинарную, ориентированную на переход от «анализа к синтезу», от узкой специализации к конвергенции. Наш НБИК-Центр – это и прообраз серийных заводов нового поколения, модель для отработки будущего технологического уклада, причем одновременно решается большое число частных, но важных и социально значимых задач. Например, развернута платформа для драг-дизайна, разработки новых лекарств совместными и одновременными усилиями медиков, кристаллографов, биологов с использованием наших синхротрона и суперкомпьютера. Упомяну также новую платформу для геномики, обеспечивающую создание технологий персональной медицины, решение целого ряда задач для комплексного изучения этнобиологических особенностей населения нашей многонациональной страны.

Курчатовский институт всегда являлся многопрофильным междисциплинарным исследовательским центром национального масштаба. Сегодня, с появлением конвергентного Курчатовского НБИК-Центра, у российской науки создан задел на десятилетия, который обеспечит нам лидирующие позиции среди ведущих научных центров мира.

Когерентная спиновая динамика полупроводниковых квантовых точек

Д.Р. Яковлев^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26. ² Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany. e-mail: dmitri.yakovlev@tu-dortmund.de

e-man. umun.yakoviev@tu-uorumunu.

В докладе представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований когерентной спиновой динамики носителей в ансамбле одиночно-заряженных квантовых точек InAs/GaAs. Спиновая динамика регистрируется методом фарадеевского вращения с пикосекундным временным разрешением [1, 2]. Спиновая когерентность резидентных электронов эффективно возбуждается короткими (длительностью 1 пс) периодическими импульсами света резонансными по энергии с трионным состоянием. Спиновая структура нейтральных и заряженных экситонов (трионов) исследована по характерным биениям в мегнитных полях приложенных в геометриях Фойхта и Фарадея. Определены расшепления экситонных состояний, связанные с анизотропией формы точек, а также величины g-факторов электронов, дырок и экситонов и параметры их анизотропии [3].

Когерентная прецессия электронных спинов исследуется во внешнем магнитном поле силой до 10 Т, приложенном перпендикулярно оси роста структуры (геометрия Фойхта). Дефазировка спиновой когерентности в магнитном поле происходит на временах в несколько наносекунд, однако время спиновой когерентности для каждой точки превышает 3 микросекунды, что значительно превышает период следования возбуждающих импульсов в 13 нс. Для неоднородного ансамбля точек в этих условиях обнаружено явление синхронизации спиновой когерентности носителей с периодическим лазерным возбуждением [4, 5]. Это явление усиливается за счет эффекта ядерной фокусировки, позволяющей вовлечь практически все точки в ансамбле в синхронизованные моды [6]. В режиме малых магнитных полей достигнут режим практически одномодового поведения всего ансамбля точек [7]. Предложенный метод измерения времени спиновой когерентности Т₂ применен для исследования температурной зависимости этого времени [8]. Продемонстрирована возможность полного оптического контроля спиновой когерентности ансамбля точек с помощью дополнительных световых импульсов, отстроенных по

энергии от импульсов накачки. Реализован режим спинового эха [9].

Работа выполнена в сотрудничестве с А. Greilich, S. Spatzek, I.A. Yugova, E.A. Zhukov, I. Akimov, M. Bayer, A. Shabaev, Al.L. Efros, Sophia E. Economou, T.L. Reinecke, D. Reuter и A.D. Wieck.

1. Yakovlev D.R. and Bayer M. Coherent spin dynamics of carriers" in "Spin Physics in Semiconductors, Springer Series in Solid-State Sciences. V. 157 / ed. by M.I. Dyakonov (Springer, Berlin 2008), p. 135–177.

2. Greilich A., Oulton R., Zhukov E.A., Yugova I.A., Yakovlev D.R., Bayer M., Shabaev A., Efros Al.L., Merkulov I.A., Stavarache V., Reuter D., and Wieck A. Optical control of spin coherence in singly charged (In,Ga)As/GaAs quantum dots // Phys. Rev. Lett. 96, 227401 (2006).

3. Yugova I.A., Greilich A., Zhukov E.A., Yakovlev D.R., Bayer M., Reuter D., and Wieck A.D. Exciton fine structure in InGaAs/GaAs quantum dots revisited by pump-probe Faraday rotation // Phys. Rev. B. 75, 195325 (2007).

4. Greilich A., Yakovlev D.R., Shabaev A., Efros Al.L., Yugova I.A., Oulton R., Stavarache V., Reuter D., Wieck A., and Bayer M. Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots // Science. 313, 331 (2006).

5. Greilich A., Wiemann M., Hernandez F.G.G., Yakovlev D.R., Yugova I.A., Bayer M., Shabaev A., Efros Al.L., Reuter D., and Wieck A.D. Robust manipulation of electron spin coherence in an ensemble of singly charged quantum dots // Phys. Rev. B. 75, 233301 (2007).

6. Greilich A., Shabaev A., Yakovlev D.R., Efros Al.L., Yugova I.A., Reuter D., Wieck A.D., and Bayer M. Nuclei induced frequency focusing of electron spin coherence // Science. 317, 1896 (2007).

7. Greilich A., Spatzek S., Yugova I.A., Akimov I.A., Yakovlev D.R., Efros Al.L., Reuter D., Wieck A.D., and Bayer M. Collective single-mode precession of electron spins in an ensemle of singly charged (In,Ga)As/GaAs quantum dots // Phys. Rev. B. 79, 201305(R) (2009).

8. Hernandez F.G.G., Greilich A., Brito F., Wiemann M., Yakovlev D.R., Reuter D., Wieck A.D., and Bayer M. Temperature-induced spin-coherence dissipation in quantum dots // Phys. Rev. B. 78, 041303(R) (2008).

9. Greilich A., Economou Sophia E., Spatzek S., Yakovlev D.R., Reuter D., Wieck A.D., Reinecke T.L., and Bayer M. Ultrafast optical rotations of electron spins in quantum dot ensembles // Nature Physics. 5, 262 (2009).

Dispersion of collective excitations of strongly interacting electron system in the regime of fractional quantum Hall effect

I.V. Kukushkin

Institute of Solid State Physics Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, Moscow district.

In two-dimensional electron systems (2DES) exposed to a strong perpendicular magnetic field, B, interaction effects give rise to a remarkable set of quantum fluids. When all electrons reside in the lowest electronic Landau level, the kinetic energy is quenched and the Coulomb interaction reigns supreme. The strong repulsive interaction gives rise to the incompressible fractional quantum Hall fluids at rational fillings of the lowest Landau level of the form $v_p = p/[2p\pm 1]$, where p = 1, 2, 3, ... [1]. The appearance of these fluids may also be understood as a result of Landau quantization of a Fermi sea, which forms at filling factor $v_{p\to\infty} = 1/2$ and is composed of quasi-particles referred to as composite fermions [2-4]. At this filling, these composite fermions experience a vanishing effective magnetic field B_{eff} . When moving away from half filling, they are sent into circular cyclotron orbits which they execute with frequency $\omega_{c,CF} \propto |B_{eff}|$. Landau quantization of these composite fermion orbits and the successive depopulation of the associated Landau levels give rise to the incompressible fractional quantum Hall fluids. The lowest energy excitation of these fluids involves quasi-particles with a fractional charge $e/(2p \pm 1)$ [5–7] and requires an energy which, in the weakly interacting picture, corresponds to the energy gap separating adjacent composite fermion Landau levels [4, 8]. According to theory, these excitations at fractional filling v_p possess an energy dispersion with p minima at large wave-vectors q on the order of the inverse of the magnetic length $l_B = \sqrt{e/hB}$ or about 10⁸/m for typical densities of 2D electron systems carved out of GaAs [9-14]. The minima are referred to as magnetoroton minima analogous to the roton minimum in the excitation dispersion introduced by Landau [15] to account for the anomalous heat capacity observed in superfluid He-II [16]. The magneto-roton minima govern the low temperature thermodynamic behavior and the stability of the incompressible fractional quantum Hall fluids since they are the lowest energy excitations in the dispersion.

Magneto-rotons in the fractional quantum Hall regime were predicted long ago [9–11] but their direct experimental observation remained elusive due to a dearth of techniques capable of accomplishing large momentum transfers. Optical experiments would in principle only probe the excitation energy close to zero momentum. However, Kohn's theorem for a translationally invariant system implies that there is no oscillator strength in this limit. Therefore, excitations emerging from the Coulomb interaction remain

invisible for $q \rightarrow 0$ [12, 17]. Temperature dependent transport addresses the opposite limit $a \rightarrow \infty$ as it requires charge separation. Powerful methods applied in other contexts to explore the regime in between both limits such as inelastic neutron scattering, which has helped to confirm experimentally the roton dispersion predicted by Landau in He-II [18], are useless. Inelastic neutron scattering performs very well on bulk systems, but to address the 2D electron system with an active region of only 10 nm remains out of reach. A surface scattering technique such as angle resolved photoemission spectroscopy is equally useless, because 2D electron systems are buried deep underneath the crystal surface to obtain the highest purity samples. Inelastic light scattering is one approach which has been applied successfully, however control over the momentum is limited to $q < 4\pi/\lambda$. Here, λ is the wavelength of the incident light. In the case of GaAs, optical excitation takes place at 800 nm wavelength and the maximum momentum that can be transferred is only $1.6 \cdot 10^7$ /m. Note that roton excitations occur at lager momenta. The inevitable short range disorder of the sample permits also inelastic light scattering to probe such large momenta, however only extrema in the dispersion will be visible and it is not possible to assign the observed features to a specific wavenumber. Even if so, such studies led to the first evidence for rotons in the fractional quantum Hall regime in the seminal works by Pinczuk and coworkers [19–20]. Also specific heat capacity studies based on the absorption of ballistic phonons have revealed signatures of magneto-rotons [21]. Here too, the momentum dispersion remained inaccessible.

To trace the dispersion as a function of wave vector more sophistication is needed. One may impose a periodic modulation of the dielectric constant. Incident light is then not perceived as homogeneous by the sample and the light can couple at the non-zero wave vector defined by the periodic modulation. This idea has been implemented in the past to investigate plasmons at non-zero wave vector in the 2DES [22]. Similarly, inelastic light scattering studies with gratings at large q were also reported in the integer quantum Hall regime [23]. The periodic modulation was accomplished by depositing a metallic grating on the sample surface. However, these metallic gratings on top of the active device region are not benign. They block a large part of the incident optical radiation and hence reduce the signal to noise ratio. In addition, the metal screens the Coulomb interaction, curtails its range to the distance separating the 2D electrons from the surface and thereby modifies the physics under study.

In this work we achieve a periodic modulation by launching surface acoustic waves across the 2DES.

The experimental arrangement, uses metallic interdigital transducers placed far away from the active device region [24, 25]. Three different waves are simultaneously incident on the sample: I. A surface acoustic wave propagates along the sample surface to impose a slowly varying modulation of the dielectric constant. The modulation period λ_{SAW} defines the momentum k_{SAW} at which excitations will be probed. We performed the experiments for transducers with different periodicities down to 120 nm (24 GHz). By driving these transducers in a contactless fashion at double the frequency in order to preferentially excite their second harmonic [24], it is possible to cover momenta up to $10.4 \cdot 10^8$ /m. II. A second high frequency generator irradiates the active device region with a wave at frequency $f_{\rm exc}$. When the photon energy hf_{exc} matches the energy of an excitation at wave vector k_{SAW} of the 2DES resonant absorption may occur. Resonant absorption heats up the system and causes a thermal redistribution of charge carriers. III. Incident laser light at a wavelength of 780 nm triggers luminescence. Its spectrum is sensitive to the thermal distribution of the charge carriers. By comparing the luminescence in the absence and presence of the microwave radiation $f_{\rm exc}$, we build the differential spectrum to reveal the resonant absorption profile. The integral of the absolute value of the differential spectrum across the recorded spectral range serves as a measure of the absorption strength.

This technique (and derivatives) has been successfully applied to detect the electron spin resonance [25] and the composite fermion cyclotron resonance mode at large, non-zero wave vector [26]. Studies on the well known magnetoplasmon excitations at moderate magnetic fields have confirmed that with this technique excitations are triggered at a wave-vector with magnitude k_{SAW} . Fig. 1 plots an example of the microwave absorption strength as a function of the applied magnetic field and the incident microwave frequency f_{exc} at large magnetic fields in the vicinity of filling factor 1/2. These data were recorded at a fixed electron density of $3.5 \cdot 10^{10}$ cm⁻² and for surface acoustic waves with a frequency of 18 GHz or k_{SAW} = $= 3.9 \cdot 10^7$ /m. The top panel **a** displays a colour rendition covering the magnetic field and frequency parameter space, while panel b highlights selected line scans at fixed values of the magnetic field. At low values of the effective magnetic field, two resonances or maxima in the absorption strength appear for each frequency f_{exc} . They are symmetrically arranged around filling factor 1/2. They have a width of approximately 10 GHz or less (which corresponds to 40 µeV) and can be attributed to the cyclotron resonance of composite fermions at the non-zero wave vector defined by the SAW [26]. The frequency drops approximately linearly to zero as these resonances approach filling factor 1/2. It reflects the linear dependence of the composite fermion cyclotron frequency $\omega_{\rm c,CF}\,$ on the effective magnetic field.

Further away from filling factor 1/2 however, deviations from a linear dependence are apparent in both

panels of Fig. 1. The resonance frequency starts to oscillate as the effective magnetic field increases. Some prominent fractional fillings have been marked in Fig. 1a and reveal that the largest deviations from a linear dependence occur at fields where the 2D electron system is expected to condense into a fractional quantum Hall fluid. Fig. 2a depicts a smaller region of the (B, f_{exc}) -parameter space. It has been recorded with longer accumulation times and with a smaller magnetic field step size to bring out better the oscillatory features. For the parameters of the experiment, the maxima at fillings 2/5, 3/7 and 4/9 are the optical signature for the formation of an incompressible fractional quantum Hall state that can be interpreted as an integer quantum Hall state of composite fermions. The resonance frequency yields the energy gap, i.e. the energy cost required to create a neutral quasi-particle quasi-hole excitation at momentum k_{SAW} . The strongest fractional filling factor, 1/3, is out of reach because the energy gap exceeds the maximum accessible frequency $f_{\rm exc}$ of 50 GHz.



Fig. 1. The absorption of microwave radiation in a vicinity of filling factor $\frac{1}{2}$ as a function of the magnetic field measured for $k_{SAW} = 2.6 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. See details in the text.

We emphasize that the oscillatory features in the absorption due to the correlation driven condensation of composite fermions in incompressible states are only observable at the lowest temperatures. These features vanish for the 4/9 and 3/7 fractional quantum Hall states upon increasing the temperature to 300 mK, while it is strongly reduced for the 2/5-state. This temperature dependent behaviour is illustrated in Fig. 2b. Note that even though the temperature rise up to 300 mK has destroyed the formation of the more

fragile fractional quantum Hall states, the composite particles themselves survive since resonant absorption at the cyclotron resonance frequency can be observed up to considerably higher temperatures (up to about 800 mK, not shown). The oscillatory features were observed at all investigated values of the electron density as well as for the different momentum values k_{SAW} supplied by the surface acoustic wave transducers.



Fig. 2. The absorption strength of microwave radiation with frequency f_{exc} recorded with higher resolution as a function of the magnetic field *B* for $k_{SAW} = 3.9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ($f_{SAW} = 18 \text{ GHz}$) and a density of $3.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. See details in the text.

Example traces in Fig. 3a depict the magnetic field dependence of the resonant microwave frequency for two different values of k_{SAW} (2.6×10⁷ m⁻¹ and 3.9×10⁷ m⁻¹) and a density of 5.1×10¹⁰ cm⁻² at T = 30 mK. Evidently, the energy gaps of the incompressible states depend substantially on the transferred momentum k_{SAW} . Fig. 3b plots the resonant frequency at fractional filling 3/7 for the different values of k_{SAW} covered by the fabricated set of transducers ($p_{SAW} = 120$, 160 and 240 nm and contactless excitation of the second harmonic). Data sets are shown for two electron densities: 3.5×10^{10} cm⁻² and 6.5×10^{10} cm². Despite the limited number of data points, the dispersion of the gap excitation at filling 3/7 is clearly a nonmonotonous function of k_{SAW} . Several minima are present indicating that residual quasiparticlequasihole correlations modify the absorption frequency. We assign these minima to roton minima in the quasi-particle dispersion. Varying the electron density influences the position of these minima. In order to compose a curve with more data points, the same experiment was repeated at several carrier densities. The circles in Fig. 3c display our primary results, the measured dispersions for the fractional states at filling factors 2/5, 3/7 and 4/9. These traces were compiled from data points taken at electron densities between 3 and 7·10¹⁰ cm⁻². The energy is plotted in units of the Coulomb interaction strength, $E_c = e^2 / \varepsilon l_B$, the relevant energy scale in the lowest Landau level. Here, *e* is the electron charge and ε the permittivity of GaAs. Usually, density induced changes in the width of the electron wave function introduce complications for such a normalization procedure. However, in the investigated range of densities, the inter-particle separation is considerably larger than the width of the electron wave function and the form-factor remains close to 1 [27]. According to theory, the gap excitations of fractional quantum Hall states possess a parabolic dispersion near the roton minimum wave vector, *k_{roton}*.



Fig. 3. Roton dispersion at filling factors 2/5, 3/7 and 4/9. **a.** Resonant absorption frequency as a function of the applied magnetic field for two different momentum values $k_{SAW} = 2.6 \cdot 10^7/\text{m}$ and $3.9 \cdot 10^7/\text{m}$ at an electron density of $5.1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ and a temperature of 30 mK. **b.** Resonance frequency at filling factor 3/7 as a function of momentum k_{SAW} for two different values of the carrier density. **c.** Dispersion of the resonance frequency at filling factors 2/5, 3/7 and 4/9 on normalized energy and momentum axes. Data points originate from measurements taken with three different transducer periodicities and a large set of densities ranging from approximately $3 \cdot 10^{10} - 7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Solid curves are smooth fits to Monte Carlo simulations described previously in Ref. [28].

For fractional fillings of the form p/(2p+1), a total of p minima is expected. In the accessible range of momenta, a single roton-like minimum is observed for the fractional quantum Hall state at filling 2/5, two minima are distinguishable for the 3/7 state and three minima appear for the 4/9 state. We are unable to reach the last minimum for each of these fractional quantum Hall states as the required momentum transfer exceeds our present capabilities. At 300 mK the roton features have largely vanished. They also disappear at filling factors where the system does not condense in a fractional quantum Hall state.

In the vicinity of each minimum, the dispersion is described well by a parabola,

$$E(k)/E_{C} = E_{roton}/E_{C} + \frac{\hbar^{2} \left(kl_{B} - k_{roton}l_{B}\right)^{2}}{2l_{B}^{2}E_{C}m_{roton}}$$

as illustrated by the dotted lines in Fig. 3c. Here E_{roton} is the gap energy at the minimum and m_{roton} is referred to as the roton mass. Minima belonging to one and the same fractional quantum Hall state are fitted well assuming the same roton mass. Other details of the measured dispersion can be found in [28].

1. Prange, R.E., Girvin, S.M. (Editors). The quantum Hall effect. Springer, 1990.

2. Jain, J.K. // Phys. Rev. Lett. 63, 199-202 (1989).

3. Halperin, B.I., Lee, P.A., Read, N. // Phys. Rev. B 47, 7312–7343 (1993).

4. *Heinonen, O.* (Editor). Composite fermions: a unified view of the quantum Hall regime. World Scientific Publishing Company (1998).

5. Laughlin, R.B. // Phys. Rev. Lett. 50, 1395–1398 (1982).

6. de-Picciotto, R. // Nature 389, 162–164 (1997).

7. Saminadayar, L., Glattli, D., Jin, Y., Etienne, B. // Phys. Rev. Lett. **79**, 2526–2529 (1997).

- 8. Halperin, B.I., Lee, P.A., Read, N. // Phys. Rev. B 49, 3712–3743 (1993).
- 9. Kalin, C., Halperin, B.I. // Phys. Rev. B 30, 5655-5668 (1984).
- 10. Haldane, F.D.M., Rezayi, E.H. // Phys. Rev. Lett. 54, 237–240 (1985).
- 11. Girvin, S.M., MacDonald, A.H., Platzman, P.M. // Phys. Rev. Lett. 54, 581–583 (1985).
- 12. Girvin, S.M., MacDonald, A.H., Platzman, P. // Phys. Rev. B 33, 2481–2494 (1986).
- 13. Rasolt, M., MacDonald, A.H. // Phys. Rev. B 34, 5530–5539 (1986).
- 14. Simon, S.H., Halperin, B.I. // Phys. Rev. B 48, 17368–17386 (1993).
 - 15. Landau, L. // Phys. Rev. 60, 356-358 (1941).
 - 16. Kapitza, P.L. // Phys. Rev. 60, 354-355 (1941).
 - 17. Kohn, W. // Phys. Rev. 123, 1242-1244 (1961).
- 18. Yarnell, J.L., Arnold, G.P., Bendt, P.J., Kerr, E.C. // Phys. Rev. 113, 1379–1386 (1959).
- 19. Pinczuk, A., Dennis, B.S., Pfeiffer, L.N., West, K. // Phys. Rev. Lett. **70**, 3983–3986 (1993).
- 20. Pinczuk, A. // Bull. Am. Phys. Soc. 40, 515 (1995). 21. Zeitler, U. // Phys. Rev. Lett. 82, 5333–5336
- (1999). 22. Batke, E., Heitmann, D., Kotthaus, J., Ploog, K. // Phys. Rev. Lett. **54**, 2367–2370 (1985).
- 23. Sohn, L.L., Pinczuk A., Dennis, B.S., Pfeiffer, L.N.
 // Solid State Comm. 93, 897–902 (1995).
- 24. Kukushkin, I.V. // Appl. Phys. Lett. 85, 4526-4528 (2004).
- 25. Kukushkin, I.V. // Phys. Rev. Lett. 96, 126807 (2006).
- 26. Kukushkin, I.V., Smet, J.H., Schuh, D., von Klitzing, K. // Phys. Rev. Lett. 98, 066403 (2007).
- 27. Scarola, V.W., Park, K., Jain, J.K. // Phys. Rev. B 61, 13064–13072 (2000).
- 28. Kukushkin I.V., Smet J.H., Scarola V., Umansky V., Klitzing K. // Science, **324**, 1044 (2009).

Когерентные состояния поляритонов и экситонов: вызовы и перспективы

Ю.Е. Лозовик

Институт спектроскопии РАН, 142190 Моск. обл., Троицк. lozovik@isan.troitsk.ru

Рассматривается сверхтекучесть двумерной системы экситонных поляритонов в оптической микрополости с погруженной в нее квантовой ямой. С использованием эффективного низкоэнергетического действия для термодинамических флуктуаций фазы получено выражение для аналога сверхтекучей плотности в системе в терминах корреляционной функции «ток – ток». Вычисляется температура перехода Костерлица-Таулеса в сверхтекучее состояние как функция управляющих параметров системы. Рассмотрены различные методы управления системой поляритонов.

Рассмотрены два различных метода формирования двумерной ловушки для системы экситонных поляритонов в оптической микрополости с погруженной в нее квантовой ямой. Для локализации поляритонного газа достаточно локализовать одну из его компонент (фотонную либо экситонную). Таким образом, возможны следующие реализации поляритонной ловушки: первая основана на создании фотонного конфайнмента при помощи непостоянной ширины микрополости или диэлектрической проницаемости среды внутри микрополости. Второй метод заключается в создании экситонного конфайнмента за счет наложения на яму с экситонами внешнего потенциала или неоднородной деформации системы. Теоретически проанализировано поведение двухкомпонентного бозе-конденсата фотонов и экситонов в ловушках обоих типов. Бозе-конденсат поляритонов описывается системой связанных уравнений типа Гросса – Питаевского для фотонных и экситонных конденсатов. Получены приближенные волновые функции и пространственные профили связанных фотонных и экситонных конденсатов.

Предсказана бозе-эйнштейновская конденсация и сверхтекучесть магнитоэкситонных поляритонов в двумерной электрон-дырочной системе, помещенной в оптическую микрополость в сильном магнитном поле. Были рассмотрены две фиреализации двумерной зические электрондырочной системы: графен или полупроводниковая квантовая яма, причем двумерный газ магнитоэкситонных поляритонов был рассмотрен находящимся в гармонической ловушке. В качестве возможных физических реализаций удерживающего потенциала были рассмотрены неоднородное локальное напряжение или гармоническое электрическое поле, приложенное к экситонам, и параболическая форма полупроводниковой микрополости, приводящая к удержанию фотонов. Показано, что расщепление Раби поляритонов в графене уменьшается с усилением магнитного поля, в то время как в квантовых ямах в сильных полях

оно перестает зависеть от напряженности магнитного поля.

С помощью диффузионного метода Монте-Карло получено уравнение состояния для основного состояния двумерного газа дипольных экситонов в универсальном и неуниверсальном режимах.

Показано, что в протяженной гармонической ловушке при низких температурах экситонная система разделяется на сверхтекучий круг (состоящий в основном из сверхтекучей компоненты) и нормальное кольцо (практически не содержащее сверхтекучую компоненту). С ростом температуры сверхтекучий круг сжимается, а нормальное кольцо утолщается. При некоторой температуре сверхтекучий круг исчезает, и вся система переходит в нормальную фазу.

Проанализирована бозе-конденсация в мезоскопической системе экситонов.

С помощью моделирования методом Монте-Карло по траекториям были изучены сверхтекучесть и кристаллизация в системе дипольных экситонов, фазовый переход типа квантового плавления в макроскопической и мезоскопической системе двумерных дипольных экситонов. Развит обобщенный метод квантового потенциала для более эффективного квантового моделирования систем из большого числа экситонов.

Обсуждается резонансное туннелирование электронов через бозе-конденсат экситонов. Изучено влияние бозерного стимулирования туннелирования. Электропроводность конденсата оказалась чувствительной характеристикой его состояния.

Рассмотрены когерентные свойства поляритонной и экситонной системы и обсуждаются проблемы их обнаружения.

1. Лозовик Ю.Е. // УФН. 179, № 3, 309(2009).

2. Berman O.L., Kezerashvili R.Ya., Lozovik Yu.E. // Phys. Rev. B. 80, 115302 (2009).

3. Berman O.L., Lozovik Yu.E., Gumbs G. // Phys. Rev. B. 77, № 15, 155433 (2008).

4. Astrakharchik G.E., Boronat J., Casulleras J., Kurbakov I.L., Lozovik Yu.E. // Phys. Rev. A. 79, 051602(R) (2009); Astrakharchik G.E., Boronat J., Kurbakov I.L., Lozovik Yu.E., Mazzanti F. // Phys. Rev. A (in print).

5. Akulin V.M., Lozovik Yu.E., Mazets I.E., Rudavets A.G. // Phys. Rev. A. 79, 063614(2009).

6. Lozovik Yu.E., Sokolik A.A., Willander M. // Phys. Stat. Sol. A. 206, 927 (2009).

7. Berman O.L., Lozovik Yu.E., Snoke D.W. // Phys. Rev. B. 77, 155317 (2008).

8. Лозовик Ю.Е., Семенов А.Г. // ТМФ, 154, 372 (2008).

9. Воронова Н.С., Лозовик Ю.Е. // ФТТ, 50, 1496 (2008).

10. Filinov A., Ludwig P., Bonitz M., and Lozovik Yu.E. // J. Phys. A: Math. Theor. 42, 214016 (2009).

Кинетика конденсации экситонных поляритонов в планарных полупроводниковых микрорезонаторах

В.Д. Кулаковский¹, А.А. Деменев¹, С.С. Гаврилов¹, Н.А. Гиппиус², С.Г. Тиходеев²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка. ² Институт общей физики РАН, Москва. e-mail: kulakovs@issp.ac.ru

Экситонные поляритоны (ЭП) в полупроводниковых микрорезонаторах (МР) с квантовыми ямами в активном слое, формирующиеся благодаря сильному экситон-фотонному взаимодействию, демонстрируют целый ряд интересных свойств, обусловленных сочетанием у этих частиц квазидвумерности, бозевой статистики и уникального закона дисперсии с очень малой эффективной массой (~10⁻⁴ m₀) и точкой перегиба в кривой дисперсии в области световых квазиимпульсов. К числу наиболее интересных явлений относятся бозе-конденсация ЭП и стимулированное параметрическое ЭП-ЭП-рассеяние. Для объяснения стимулированного параметрического рассеяния были предложены различные модели оптического параметрического осциллятора – трех-модовые [1-3], включающие только моды накачки, сигнала и холостого сигнала, и многомодовая модель [4], включающая в рассмотрение когерентное взаимодействие между всеми ЭП-модами. Все модели описывают наличие двух резких максимумов в угловом распределении рассеянного света при стационарном возбуждении, однако они предсказывают качественно различную кинетику установления трехмодовой структуры излучения. Кроме того, многомодовая модель предсказывает, что стабильность этой структуры устанавливается благодаря наличию "надконденсатных поляритонов", которыми полностью пренебрегается в трехмодовой модели.

В докладе изложены результаты экспериментальных исследований кинетики заселенности нака- чиваемой и рассеиваемых ЭП-мод в планарной MP-структуре с InGaAs/GaAs квантовыми ямами, при возбуждении нс-импульсами вблизи и вдали от точки перегиба дисперсионной кривой ЭП-ветви.

Кинетика заселенности поляритонных мод при возбуждении вблизи от точки перегиба дисперсионной кривой характеризуется наличием сильных гистерезисных эффектов. Петли гистерезиса имеют сложную форму из-за взаимовлияния двух нестабильностей накачиваемой моды. Бистабильность накачиваемой нелинейной ЭП-моды сопровождается ее сильной параметрической нестабильностью, которая ведет к взрывообразному росту заполнения рассеянных мод в широкой области квазиимпульсов и является причиной модификации гистерезисного поведения как накачиваемой моды, так и рассеянного сигнала. Выделенный сигнал стимулированного рассеяния при *k* ~ 0 возникает в ходе длительной эволюции поляритонной системы с задержкой в 50-300 пс,

значительно превышающей время жизни ЭП (~1-3 пс). Скорость его формирования определяют как ЭП-ЭП-рассеяние, так и рассеяние ЭП на фононах и свободных носителях [5, 6].

В условиях резонансного возбуждения поляритонов на нижней ЭП-ветви при больших квазиимпульсах (вдали от точки перегиба дисперсионной кривой) параметрическое рассеяние накачиваемых поляритонов в состояние с k = 0 невозможно из-за проблемы выполнения законов сохранения энергии и импульса. В этом случае пороговая плотность возбуждения для образования конденсата ЭП на дне поляритонной зоны возрастает больше, чем на порядок величины. При этом на начальном этапе происходит рассеяние возбуждаемых ЭП в область состояний, лежащих ниже энергии возбуждающих квантов света на 1,5-2 мэВ (с испусканием фононов при малых плотностях возбуждения и непосредственно от рассеяния ЭП в накачиваемой моде при больших). Эффективное заполнение состояний на дне ЭП-зоны начинается только с накопления поляритонов в области квазиимпульсов, близкой к точке перегиба поляритонной дисперсионной кривой, в которой ЭП-ЭП-рассеяние в состояния с $k \sim 0$ наиболее эффективно. (В этой области одновременное выполнение законов сохранения энергии и импульса сильно облегчается благодаря наличию линейного участка в законе дисперсии). По мере увеличения заселенности состояния k = 0 начинает возрастать доля ЭП, рассеянных в это состояние непосредственно за счет ЭП-ЭП-рассеяния в накачиваемой моде, несмотря на отсутствие резонансного условия для такого рассеяния. Доля "прямого" рассеяния в конденсированное состояние поляритонов с k = 0 монотонно уменьшается с увеличением глубины поляритонной ветви.

Таким образом, на основании время-разрешенных измерений излучения ЭП при наносекундном резонансном фотовозбуждении изучен механизм конденсации ЭП в планарных MP.

1. *Ciuti C., Schwendimann P., and Quattropani A.* // Phys. Rev. B. 63, 041303(R) (2001).

2. *Whittaker D.M.* // Phys. Rev. B. 63, 193305 (2001). Phys. Rev. B. 71, 115301 (2005).

3. Wouters M. and Carusotto I. // Phys. Rev. B. 75, 075332 (2007).

4. *Gippius N.A. et al.* // Europhys Lett. 67, 997 (2004). Physics – Uspekhi 48(3), 12 (2005).

5. Demenev A.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 101, 136401 (2008).

6. *Деменев А.А. и др. //* Письма ЖЭТФ 8934-39(2009).

Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов

А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка, 142432, Московская область. e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

Исследованы корреляции интенсивности люминесценции (коррелятор 2-го порядка, $g^{(2)}(\tau)$, где т - время задержки между регистрируемыми попарно фотонами) в условиях бозе-эйнштейновской конденсации диполярных экситонов в латеральной ловушке в диоде Шоттки с одиночной широкой квантовой ямой GaAs/AlGaAs в интервале температур 0.45-4.2 К. Измерения парных фотонных корреляций проводились с помощью двулучевого интерферометра интенсивностей по известной классической схеме Хэнбери Брауна -Твисса (Hanbury Brown - Twiss) [1]. В работе использовались два вида скоростных фотодетекторов с временным разрешением 0.4 нс и 40 пс. При достижении критических условий конденсации, а именно, температуры и мощности оптического возбуждения, в спектре люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия диполярных экситонов, соответствующая макроскопическому заполнению нижайшего состояния в ловушке и возникновению экситонного конденсата (рис. 1) [2-5].



Рис. 1. Спектры фотолюминесценции диполярных экситонов в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 250 Å, накапливаемых в кольцевой латеральной ловушке ø5 мкм и приложенном электрическом смещении, в зависимости от мощности оптической накачки *P*.

В окрестности порога бозе-конденсации обнаружена группировка фотонов ("bunching") [6]. Сама функция парных корреляций фотонов в этой области демонстрирует суперпуассоновское распределение ($g^{(2)}(\tau) > 1$) на масштабах времен когерентности исследуемой системы ($\tau \le 1$ нс). При накачках, превышающих порог, когда в спектрах люминесценции доминирует узкая линия экситонного конденсата, эффект группировки фотонов уменьшается и в конечном итоге с ростом накачки пропадает. При этом само распределение парных фотонных корреляций становится пуассоновским, отражающим единое квантовое когерентное состояние экситонного конденсата. В этих же условиях коррелятор первого порядка, $g^{(1)}(r)$, измеренный в рамках схемы Юнга по картине интерференционного сложения амплитуд сигналов люминесценции от пространственно разнесенных частей конденсата, сохраняется существенным на масштабах, близких к периметру кольцевой ловушки (до 10 мкм) [7].

Обнаруженный эффект группировки фотонов очень чувствителен к температуре: группировка уменьшается в несколько раз при увеличении температуры T от 0.45 К до 4.2 К (рис. 2).



Рис. 2. Температурная зависимость коррелятора 2-го порядка: a – временные диаграммы $g^{(2)}(\tau)$ при различных температурах; δ – величина коррелятора при нулевой задержке $g^{(2)}(0)$ как функция температуры. Мощность оптической накачки P = 100 нВт.

В представленном докладе обсуждаются также эксперименты, выполненные в области больших плотностей оптического фотовозбуждения, когда происходит разрушение экситонного конденсата из-за возрастающего электрон-дырочного рассеяния. Разрушение экситонной когерентности в этой области подтверждают прямые измерениями корреляторов первого, $g^{(1)}(r)$, и второго, $g^{(2)}(\tau)$, порядков. В качестве примера приведем рис. 3, иллюстрирующий как размывается интерференционная картина при суперпозиции амплитуд люминесценции из пространственно разнесенных частей конденсата в ловушке при увеличении оптической накачки (эксперимент по своему исполнению аналогичен эксперименту Юнга).



Рис. 3. Интерференция амплитуд, наблюдаемая при суперпозиции света люминесценции от пространственно разнесенных частей экситонного конденсата (два диаметрально противоположных пятна в картине люминесценции диполярных экситонов в кольцевой латеральной ловушке [3, 5]) в зависимости от мощности фотовозбуждения *P*. Коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}(r) \approx 0.2$ при *P* = 10 мкВт и $g^{(1)}(r) \rightarrow 0$ при *P* = 500 мкВт. Кривые для удобства сдвинуты по вертикали. Температура *T* = 1.7 К.

С ростом накачки увеличивается экситонная плотность, и следовательно возрастает электронно-дырочное рассеяние. При сильном увеличении *e-h*-рассеяния начинает разрушаться экситонная когерентность и, как следствие, стирается интерференционная картина – пространственный коррелятор первого порядка $g^{(1)}(r) \rightarrow 0$. В конечном итоге с дальнейшим ростом накачки разрушаются сами экситоны из-за эффектов экранирования, и возникает электронно-дырочная плазма (переход Мотта).

Если предположить, что люминесценция диполярных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих диполярных экситонов, то экспериментальное обнаружение группировки фотонов неопровержимо свидетельствует о фазовом переходе, связанном с бозе-конденсацией экситонов.

1. *Hanbury Brown, R.* Correlation between photons in two coherent beams of light / R. Hanbury Brown, R.Q. Twiss // Nature. 1956. V. 177, № 4497. P. 27.

2. Горбунов, А.В. Коллективное состояние в бозегазе взаимодействующих межъямных экситонов / А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83, вып. 4. С. 178–184.

3. Горбунов, А.В. Крупномасштабная когерентность бозе-конденсата пространственно-непрямых экситонов / А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84, вып. 6. С. 390–396.

4. *Timofeev, V.B.* Collective state of the Bose gas of interacting dipolar excitons / V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, № 8. P. 081708.

5. *Timofeev, V.B.* Bose-Einstein condensation of dipolar excitons in double and single quantum wells / V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov // Phys. Stat. Sol. (c) 2008. V. 5, № 7. P. 2379–2386.

6. Горбунов, А.В. Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов / А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Д.А. Демин, А.А. Дремин // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, вып. 2. С. 156–162.

7. *Gorbunov, A.V.* Two-photon correlations of luminescence under Bose-Einstein condensation of dipolar excitons / A.V. Gorbunov, V.B. Timofeev, D.A. Demin, A.A. Dremin // arXiv:0907.3612v1.

Spin-flip excitations in two-dimensional electron systems with strong exchange interaction

L.V. Kulik

Institute for Solid State Physics, Russian Academy of Sciences, Chernogolovka. e-mail: kulik@issp.ac.ru

An inelastic light scattering study of the spin-flip excitations in the quantum Hall ferromagnet is reported. The excitation energies can serve as a probe of the many-body exchange interaction on short length scales.

The recent focus on making use of the spin degree of freedom has also revived an interest in basic studies of the enhanced electronic g-factor and itinerant ferromagnetism at odd electron filling factors (v = 1, 3, 5...) in GaAs/AlGaAs two-dimensional heterostructures. In the presence of weak Zeeman coupling, the v = 1 ground state is nondegenerate with the total spin quantum number S = N/2 (N is the orbital degeneracy per unit area of a Landau level) and the spin projection along the magnetic field axis $S_z = N/2$. The simplest neutral excitations referred to as spinexcitons have a single reversed spin. The nature of spin-excitons changes from having collective spinwave character in the long wave limit $ql_B \rightarrow 0$ to having single particle character in the opposite limit $ql_B \rightarrow \infty$. Here, q is the 2D momentum, and l_B is the magnetic length. A spin-exciton in the limit $ql_B \rightarrow \infty$ is composed of an excited electron in the empty spin branch of the Landau level and the hole left behind at a large spatial separation in the filled branch of the Landau level with opposite spin. The energy to form such a pair at zero temperature is the exchange enhanced spin-splitting. It is written as $g_{eff}(B)\mu_B B$, where $g_{eff}(B)\mu_B B$ is the enhanced or effective g-factor and μ_B is the Bohr magneton.

It turns out that the energy of the cyclotron spinflip mode – an excitation which as opposed to a spin exciton involves a concurrent change of the orbital and spin quantum numbers - measured with the help of inelastic light scattering may just provide this information about the exchange interaction even when measuring at small wave numbers. For other excitations such as magnetoplasmons and spin-excitons, the exchange interaction only contributes at large momenta, difficult to access in experiment, as a result of the Kohn and Larmor theorems: homogenous electromagnetic radiation incident on a translationally invariant electron system is unable to excite internal degrees of freedom associated with the Coulomb interaction and in a system with rotational invariance in spin space Coulomb interaction does not contribute to the energy of zero-momentum spin-excitons. Such arguments however do not apply to the zero momentum cyclotron spin-flip mode (CSFM). Both theoretically and experimentally it has been well established that this mode excited from spin-polarized ground states acquires considerable exchange energy even for q = 0. Moreover, the CSFM is dispersionless, i. e. its

energy is basically constant, up to wave number $q \sim 1/l_B$. Hence, a violation of translation symmetry on distances larger than the magnetic length (due to disorder for instance) do not disturb the CSFM energy. The cyclotron spin flip mode may thus be regarded as a unique probe of many-body interactions. It has already proven valuable for understanding the physics of neutral excitations of a number of quantum Hall states [1]. Here, properties of CSFM at v = 1 are discussed.

The magnetic field dependence of the cyclotron spin-flip mode energy of the v = 1 quantum Hall ferromagnet has been investigated using inelastic light scattering. Exchange interaction energies extracted from these measurements agree well with a Hartree-Fock simulation provided that the finite width of the 2D system is taken into account. In the high field limit, the non-zero width turns the Coulomb interaction energy nearly independent of the magnetic field. In the low field limit the observed energies suggest a divergence of the effective electron g-factor as one would expect from Hartree-Fock theory [2].



Fig. 1. The exchange enhanced g_{eff} as a function of density (or equivalently *B*). The solid line above 1.5 T is the Hartree-Fock simulation. Below 1.5 T a collapse of the exchange energy is observed.

Apart from the cyclotron spin flip modes the inelastic light scattering spectrum shows two additional spectral features **S**, \mathbf{T}^+ with some peculiar properties (Fig. 2). In the highest mobility samples, the feature with the lowest energy **S**, splits into three. It allows to unambiguously identify this line with excitations of a spin-singlet \mathbf{D}^- complex. This complex is composed of two electrons with opposite spins and a positively charged impurity in the quantum well barrier. In a strong magnetic field, the Coulomb potential of a positive charge attracts not one but rather two electrons



Fig. 2. Inelastic light scattering spectrum at 9 T (v = 1) for a 25 nm wide quantum well. The cartoon at the top explains the origin of the **S** and **T**⁺ lines as excitations of **D**⁻ complexes.

with opposite spin to its surrounding, since the gain of negative potential energy in the field of the donor outweighs the loss of the Zeeman and the exchange energy. Since this complex is charged, it repels the remaining electrons and they move further away from the **D**^{\circ} complex. The **D**^{\circ} complex surrounded by the resulting cloud of the positively charged background can be viewed as a single electron bound to a positively charged impurity **D**⁰ complex and a spinexciton bound to them. When one of the electrons composing the \mathbf{D}^{-} complex is promoted to the next Landau level its wave function spreads further from the \mathbf{D}^{-} core. This prevents a rearrangement of the electron density around the complex. The Coulomb repulsion between the excited electron and the free electrons surrounding the complex causes a blue shift of the excitation transition energy [3].

It is possible to estimate the density of charged impurities located in the quantum well barrier close to the 2DES from the observation that all of the twodimensional electrons form isolated D^- complexes (ions) at $v \sim 0.1$ and $B \sim 10$ T. Therefore a reasonable estimate for the upper limit of electron density bound in D-complexes is $2 \cdot 10^{10}$ cm⁻² at 10 T. This estimate holds also at filling 1. One concludes therefore that, apart from the free 2D electrons, there exists a macroscopic and spin depolarized electron subsystem at v = 1 with a singular excitation spectrum. Charged excitations present in a system composed of two subsystems, the \mathbf{D}^{-} complexes and the free 2D electrons, may be an important Ansatz for understanding the much lower than expected activation energies at v = 1in magnetotransport studies and for the collapse of g_{eff} observed at low electron densities (Fig. 1).

1. *Kulik, L.V.* Antiphased cyclotron-magnetoplasma mode in a quantum Hall system / L.V. Kulik, S. Dickmann, I.K. Drozdov, A.S. Zhuravlev, V.E. Kirpichev, I.V. Ku-kushkin, S. Schmult, and W. Dietsche // Phys. Rev. B 79, 121310(R) (2009).

2. *Zhuravlev, A. S.* Inelastic light scattering study of the nu = 1 quantum Hall ferromagnet / A.S. Zhuravlev, A.B. Van'kov, L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev, J.H. Smet, K. von Klitzing, V. Umansky, and W. Wegscheider // Phys. Rev. B 77, 155404 (2008).

3. Jiang, Z.X. Donor Impurities as a Probe of Electron Correlations in a Two-Dimensional Electron Gas in High Magnetic Fields / Z.X. Jiang, B.D. McCombe, P. Hawrylak // Phys. Rev. Lett. 81, 3499 (1998).

Изотропная модель для описания резонансов Фано в спектрах примесной проводимости *p*-GaAs

В.Я. Алешкин, Д.И. Бурдейный, М.С. Жолудев

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: aleshkin@ipm.sci-nnov.ru

В спектрах примесной фотопроводимости полупроводников, легированных мелкими примесями, наблюдаются особенности при энергиях фотонов, соответствующих энергии оптического фонона + энергии внутрицентровых переходов. В p-Si и p-GaAs эти особенности имеют вид провалов в спектре [1, 2], а в n-GaAs и n-InP – вид узких, ассиметричных всплесков [3]. Природа этих особенностей была объяснена в работе [1], где их появление было связано с образованием специфических резонансных состояний, в которых носитель заряда занимает одно из локализованных примесных состояний и имеется оптический фонон. Волновые функции непрерывного спектра с энергиями, близкими к энергии резонансных состояний, сильно перестраиваются, что приводит к возникновению асимметричных особенностей в спектрах примесного поглощения и фотопроводимости. Для обозначения этих особенностей часто используется термин «резонанс Фано», поскольку Фано развил общую теорию для описания переходов в непрерывный спектр вблизи резонансных состояний [4]. Для мелких доноров метод вычисления параметров резонанса Фано в спектрах примесной фотопроводимости был развит в работах [5, 6]. В данной работе предложена модель для расчета параметров резонанса Фано в полярных материалах, легированных мелкими акцепторами, и проведено вычисление этих параметров для р-GaAs.

Гамильтониан, описывающий взаимодействие дырки с продольными оптическими фононами и акцептором, имеет вид

$$H = H_L + e^2 / \kappa_0 r + H_{e-ph} + H_{ph} , \qquad (1)$$

где H_L – гамильтониан Латтинджера в приближении изотропной валентной зоны, к₀ - диэлектрическая проницаемость на нулевой частоте, H_{e-ph} – оператор взаимодействия дырок с продольными полярными оптическими фононами, *H*_{*nh*} – гамильтониан оптических фононов. Отметим, что параметры Латтинджера γ_2 и γ_3 в p-GaAs близки друг к другу, и поэтому изотропная модель Латтинджера хорошо описывает состояния мелких акцепторов в этом материале [7]. Как известно [7], основным состоянием мелкого акцептора является четырехкратно вырожденное состояние 1S_{3/2}. Под воздействием излучения дырка из основного состояния может совершать дипольные переходы в три типа состояний: $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ и $P_{5/2}$. Для нахождения вероятности дипольных переходов необходимо вычислить волновые функции дырок в непрерывном спектре указанных симметрий с учетом резонансных состояний. Следуя работе Фано [4], найдем волновые функции для данных типов состояний с фиксированным полным моментом и его проекцией на ось *z*:

$$\Psi^{\alpha}(E) = \sum_{p} a_{p}^{\alpha}(E) | \varphi_{p} \rangle + \sum_{j} \int b_{j}^{\alpha}(E, E') \psi_{j}(E') dE',$$

где индекс $\alpha = 1, 2$ нумерует двукратно вырожденные состояния $P_{3/2}$ и $P_{5/2}$ (состояние $P_{1/2}$ невырождено и для него $\alpha = 1$), индекс *р* является совокупностью квантовых чисел резонансного состояния $|\phi_n\rangle$ и включает как квантовые числа фонона, так и квантовые числа дырки на локализованном состоянии. Индекс *j* = 1, 2 нумерует двукратно вырожденные состояния $P_{3/2}$ и $P_{5/2}$ непрерывного спектра $\psi_i(E)$, соответствующие дыркам, движущимся в поле акцептора (*j* = 1 для P_{1/2}). Поэтому для произвольной поляризации излучения имеется пять конечных состояний в континууме: по два в $P_{3/2}$ и $P_{5/2}$ и одно в $P_{1/2}$. Решая уравнение Шредингера с гамильтонианом (1), можно показать, что квадрат матричного элемента оператора дипольного перехода Т в каждое из конечных состояний, просуммированный по четырем начальным состояниям $S_{3/2}$, не зависит от поляризации и вблизи резонанса имеет вид:

$$\sum_{i} |\langle \Psi(E) | T | i \rangle|^{2} = A \frac{(\varepsilon + Q)^{2}}{1 + \varepsilon^{2}}, \qquad (2)$$
$$\varepsilon = 2(E - E_{\varphi}) / \Gamma.$$

Величина A характеризует интенсивность перехода, E_{ϕ} – энергия резонансного состояния, Q – безразмерный параметр, характеризующий форму резонанса, величина Γ соответствует ширине резонанса. Выражения для величин A, Q, Γ громоздкие, поэтому они здесь не приводятся.

Результаты численного расчета величин А, Q, Г для резонанса на основном состоянии акцептора 1S_{3/2} приведены в таблице 1. Расчеты показывают, что основной вклад в вероятность ионизации вблизи этого резонанса вносят переходы в состояние $P_{1/2}$ и в одно из состояний $P_{5/2}$, причем величина А для перехода в состояние Р_{1/2} более чем вдвое превосходит таковую для перехода в состояние P_{5/2}. Для переходов в другие состояния величина А существенно меньше, поэтому переходами в них можно пренебречь, и соответствующие данные для них в таблице опущены. Отметим, что величина Q для перехода в состояние $P_{1/2}$ меньше единицы, что соответствует превалированию минимума над максимумом в форме резонансной кривой, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 1). Причина появления минимума состоит в следующем. Вблизи резонансной энергии коэффициенты $a_p^{\alpha}(E)$, $b_j^{\alpha}(E,E')$ не малы, что приводит к вкладу в волновую функцию $\Psi(E)$ волновых функций $\psi(E')$, вероятность дипольного перехода в которые меньше, чем в $\psi(E_{\varphi})$.

			Таблица 1
	А, отн. ед.	Г, мэВ	Q
$P_{1/2}$	0.0903	0.6737	0.3234
Priz	0.0435	1 9599	-1.6520



Рис. 1. Спектр вероятности примесных дипольных переходов в *p*-GaAs, легированном цинком. Экспериментальные результаты взяты из [2].

На рис. 1 приведен измеренный спектр вероятности ионизации акцептора в спектральной области, где энергия фотона близка к энергии продольного оптического фонона (298 см⁻¹). Из рисунка видно, что ширина минимума примерно равна 1 мэВ, что согласуется с результатами расчетов.

В таблице 2 приведены вычисленные величины A, Q, Γ для резонансных состояний, связанных с возбужденными состояниями акцептора $2S_{3/2}$ $2P_{3/2}$. Оказывается, что основной вклад в вероятность ионизации вблизи этих резонансов вносят переходы в состояние $P_{1/2}$. Вкладом от остальных континуумов можно пренебречь. *Таблица 2*

	А, от. ед.	Г, мэВ	Q	\hbar/ au , мэВ
$2S_{3/2} - P_{1/2}$	0.0495	0.31 15	-0.7669	0.37
2P _{3/2} -P _{1/2}	0.0542	0.10 84	-0.7642	0.16

Величины Г и Q, приведенные в таблице 2, неудовлетворительно описывают наблюдаемые резонансы (см. рис. 2). Например, наблюдаемая величина Г примерно вдвое больше рассчитанной для резонанса $2S_{3/2}$ и примерно вчетверо больше для резонанса $2P_{3/2}$. Из рис. 2 видно, что ширина провалов для резонансов $2S_{3/2}$, $2P_{3/2}$ и $2P_{5/2}$ примерно одинакова и их глубина меньше половины от величины фототока около резонансных областей. Эти особенности могут быть объяснены, если предположить, что рассеяние дырок в валентной зоне на акустических фононах приводит к несправедливости золотого правила квантовой механики для вычисления вероятности переходов. Отметим, что если бы это правило работало, то согласно выражению (2) провал в спектре фотопроводимости в окрестности резонанса был бы до значения близкого к нулю, что не соответствует результату эксперимента. Предполагая, что время жизни т слабо зависит от энергии вблизи резонанса, можно найти его величину из глубины провалов. В этом случае вероятность дипольного перехода имеет вид

$$W(E) = 2\tau \int dE' \frac{|\langle \Psi(E') | T | i \rangle|^2}{(E-E')^2 + \hbar^2 \tau^{-2}}$$

С учетом рассеяния в непрерывном спектре ширина резонанса примерно равна сумме $\Gamma + \hbar/\tau$, и эта величина согласуется с результатами эксперимента.



Рис. 2. Спектр фотопроводимости *p*-GaAs, легированного цинком, в области резонансов, соответствующих возбужденным состояниям акцептора [2].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 10-02-00311).

1. Watkins G.D., Fowler W.B. // Phys. Rev. B. 1977. 16, 4524.

2. Алешкин В.Я., Антонов А.А., Гавриленко В.И., Гавриленко Л.В., Звонков Б.Н. // ЖЭТФ. 2009. **136**, 543.

3. Jin K., Zhang J., Chen Z. et al. // Phys. Rev. B. 2001. 64, 205203.

4. Fano U. // Phys. Rev. 1961. 124, 1866.

5. Штенберг В.Б., Сатанин А.М. // Наноструктуры и наноэлектроника. 12-й междунар. симпозиум 10–14 марта 2008 г. Тезисы. Т. 2. С. 370.

6. Алёшкин В.Я., Антонов А.В., Гавриленко В.И., Гавриленко Л.В., Звонков Б.Н. // ФТТ. 2008. **50**, 1162.

7. Baldereschi A., Lipari N.O. // Phys. Rev. B. 1973. 8, 2697.

Метрология и структурная диагностика наноструктур

А.В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 г. Новосибирск. Новосибирский государственный университет, 630090 г. Новосибирск. e-mail: latyshev@thermo.isp.nsc.ru

Современные тенденции наноэлектроники направлены на уменьшение размеров рабочего элемента, что требует большой прецизионности измерения геометрических размеров этого элемента. По этой причине актуальной задачей для развития функциональных материалов является диагностика, которая позволяет проводить измерение, с точностью до долей нанометров, геометрических параметров этих материалов. Приводится обзор результатов по исследованию атомного строения поверхности, границ раздела и дефектов структуры в полупроводниковых материалах и развитию методов современной электронной и зондовой микроскопии для анализа и создания твердотельных систем пониженной размерности для наноэлектроники. Сообщается о результатах совершенствования метрологического обеспечения нанотехнологий, в частности, метрологии линейных измерений в нанометровом диапазоне, и разработки мер малой длины для обеспечения единства прецизионных измерений размеров нанообъектов.

Атомные процессы привлекают самое пристальное внимание исследователей не только потому, что проясняют физическую картину и механизмы структурных преобразований, но и открывают возможности практического создания принципиально новых нанообъектов, в которых могут наблюдаться квантово-размерные эффекты и новые физические свойства, не характерные для массивных материалов. В этих условиях роль атомных процессов на поверхности и в объеме формирующихся наносистем (диффузия, движение ступеней, сверхструктурные переходы, реакции точечных дефектов, структурное упорядочение и т.д.) становится определяющей при формировании систем пониженной размерности и их функционирования.

In situ методом сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ-ОЭМ) проведены исследования кинетики движения моноатомных ступеней, ограничивающих концентрические двумерные отрицательные островки, сформированные на поверхности кремния (111) при различных температурах. Система концентрических ступеней создавалась методом ионнолучевого травления поверхности образца пучком низкоэнергетичных ионов аргона (4 кэВ), падающих на поверхность вращающегося с постоянной угловой скоростью образца под малыми углами (4-10°). После травления на поверхности формировалась лунка глубиной в несколько микрон. Далее образцы помещались в сверхвысоковакуумную камеру отражательного электронного микроскопа и отжигались пропусканием переменного

электрического тока при различных температурах. После высокотемпературного отжига в центральной части лунки формировалась система концентрических двумерных отрицательных островков, представляющих собой ямки травления глубиной в одно межплоскостное расстояние.

На рис. 1, *а* представлено ОЭМ-изображение участка поверхности в центре лунки травления с двумерным отрицательным островком, образовавшимся в процессе сублимации. Из-за сжатия ОЭМ-изображения круглый островок имеет эллиптическую форму. Темные линии на изображении представляют собой замкнутые моноатомные ступени, ограничивающие атомно-гладкие террасы более светлого контраста. Схематическое представление рельефа поверхности показано на рис. 1, *б*. Точкой в центральной части рисунка изображен зародыш двумерного отрицательного островка, появляющийся, когда терраса достигает критического размера 2г.



Рис. 1. ОЭМ-изображение поверхности кремния (111) вблизи центра лунки с двумерным отрицательным островком (*a*) и схематическое представление рельефа поверхности с концентрическими двумерными островками (δ).

На основе исследования кинетики разрастания отрицательных островков при различных температурах и направлениях нагревающего кристалла постоянного электрического тока обнаружено, что с увеличением радиуса островка скорость разрастания стремится к константе и соответствует скорости движения прямолинейной ступени. Так как зарождение отрицательных двумерных островков происходит в центре террасы, то путем измерения критического размера террасы в момент зарождения нового островка была оценена длина миграции адатома.

Установлено, что в условиях сублимации при температуре ниже 1020 °С радиус островка изменяется со временем по закону $\sim t^{1/3}$, а выше $-\sim t^{1/2}$, что обусловлено различными механизмами массопереноса (рис. 2). Это означает, что при низких температурах эволюция двумерного островка определяется диффузией атомов по поверхности кристалла, а при высоких размер островка лимитируется процессами взаимодействия атомов на границе островка. Эпитаксиальный рост по ступенчато-слоевому механизму при высоких температурах сопровождается изменением радиуса островка так же, как при сублимации $\sim t^{1/2}$. С использованием полученных зависимостей длины миграции адатомов кремния от температуры при сублимации и эпитаксиальном росте разработана технология, позволяющая создавать в заданном месте образца террасы шириной в несколько микрон (рис. 3). Предлагается применение таких структур в метрологии для обеспечения единства измерений линейных размеров.



Рис. 2. Зависимость диаметра двумерного отрицательного островка от времени при различных температурах.



Рис. 3. АСМ-изображение поверхности кремния с системой концентрических моноатомных ступеней.

Проведен анализ эффектов эшелонирования моноатомных ступеней при сублимации и одновременном осаждении атомов кремния из внешнего кремниевого источника, расположенного в непосредственной близости от анализируемой подложки. Измеренная длина миграции адатома на поверхности кремния (111) в интервале температур 1000–1350 °С не выявила каких-либо особенностей по сравнению с термическим отжигом в сверхвысоковакуумной камере. Показано, что переход системы регулярно расположенных ступеней в систему эшелонов ступеней на поверхности кремния (111) происходит при температуре 1250 °С и не зависит от величины нагревающего образец электрического тока и пересыщения на поверхности. Из анализа флуктуаций формы моноатомных ступеней определены времена релаксации, характеризующие процесс установления термодинамического равновесия для различных температур сублимации.

Методом in situ CBB-OЭМ исследованы начальные стадии осаждения меди на ступенчатую поверхность Si(111) при повышенных температурах (более 830 °C), при которых отсутствует поверхностная реконструкция (7×7). Установлено формирование высокотемпературной сверхструктуры Cu/Si(111)-(5×5), инициированной атомами меди. Зарождение этой сверхструктуры на поверхности Si(111) происходит вблизи моноатомной ступени на вышележащей террасе. Зарождение сверхструктурного домена вызывает смещение ступеней в направлении нижележащих террас, что соответствует поглощению ступенью дополнительных адатомов кремния. Из величины смещения моноатомных ступеней определено, что образование Cu/Si(111)-(5×5) сопровождается генерацией 0.68 ± 0.04 МС адатомов кремния. Показано, что в интервале температур 900-975 °C с ростом концентрации меди на поверхности наблюдается последовательный переход от сверхструктур Cu/Si(111)-(5×5) с дефицитом меди (CuSi₂) к сверхструктуре, обогащенной медью (Cu_2Si) .

Предполагается, что наблюдение резкого изменения контраста от морфологии поверхности на ОЭМ-изображениях при осаждении меди связано с переходом от соразмерной (напряженной) к доменной (несоразмерной) сверхструктуре Cu/Si(111)-(5×5), достигаемой растяжением на ~10% и поворотом на ±3° без изменения стехиометрии. Образование сверхструктурных доменов несоразмерной сверхструктуры Cu/Si(111)-(5×5) co стехиометрией Cu₂Si происходит при *T* < 975 °С и вызывает кластерирование ступеней на границе доменов при их разрастании. При низких температурах (< 830 °C) на поверхности Si(111) обнаружена электромиграция атомов меди в направлении, параллельном электрическому току, нагревающему образец. Эшелонирование поверхности Si(111) при осаждении меди происходит в интервале температур 975-1100 °С в условиях отсутствия образования сверхструктурных доменов.

Применение взаимодополняющих высокоразрешающих диагностических методов обеспечивает получение принципиально новых знаний о процессах формирования наноструктур и расширяет возможности управления структурным совершенством функциональных низкоразмерных систем.

Атомно-масштабные исследования и компьютерная диагностика наноструктур на основе молекул фторированных фуллеренов

Р.З. Бахтизин¹, А.И. Орешкин², П. Муруган³, В. Кумар⁴, Ю.Т. Садовский⁵, Я. Фуджикава³, Ё. Кавазое³, Т. Сакурай³

¹ Башкирский государственный университет, ул. Фрунзе, 32, Уфа.

² Московский государственный университет, Ленинские горы, Москва, ГСП-1.

³ Институт проблем материаловедения университета Тохоку, 2-1-1 Катахира, Сендай 980-8577, Япония.

⁵ Центр функциональных наноматериалов, Брукхейвенская национальная лаборатория, Нью-Йорк 11973, США. e-mail: raouf@bsu.bashedu.ru

Характерной особенностью фуллеренов и их фторпроизводных, используемых в органической электронике, является способность захватывать и удерживать электроны в течение длительного времени. При этом важным является исследование взаимодействия молекул C₆₀F_n с подложкой и определение того, как изменяется электронная структура соединения, что актуально для создания одномолекулярных технологий. Масс-спектрометрические исследования фуллерена С₆₀ и его фторпроизводных C₆₀F₁₈ и C₆₀F₃₆, проведенные методом резонансного захвата электронов, подтвердили аномально большие времена жизни их отрицательных молекулярных ионов относительно автоотщепления электрона, на несколько порядков превышающее значения для всех известных органических и элементорганических соединений.

В отличие от исследованных ранее симметричных молекул C₆₀F_{44÷48} с однородным распределением атомов фтора [1], полярная (дипольный момент более 9Д!) молекула С₆₀F₁₈ резко асимметрична: все 18 атомов фтора располагаются только на одной половине углеродной сферы [2]. Результатом такой концентрации фтора являются заметные вариации длины связей С-С и их гибридизации от sp^3 к sp^2 , а также значительные изменения в самой полусфере. Понижение симметрии молекулы C₆₀ за счет присоединения атомов F к одной части фуллереновой клетки может оказать влияние на оставшуюся часть, а также на упорядочение и расположение самих молекул на поверхности, причем молекулы могут располагаться в различных частях элементарной ячейки 7×7.

Эксперименты по адсорбции молекул фторированных фуллеренов C₆₀F_n на поверхности Si(111)-7×7 проводили в модернизированной установке - сверхвысоковакуумный сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) на линии со спектрометром высокого разрешения характеристических потерь энергии электронов (для идентификаэлектронным адсорбата), ции типа ожеспектрометром и квадрупольным масс-спектрометром. Фторфуллерены получали с использованием твердофазных реакций между фуллереном С₆₀ и фторидами переходных металлов (MnF₃) в эффузионной камере Кнудсена с масс-спектроскопическим контролем продуктов и при нагреве до 110 °С наносили со скоростью 0.05 МС/мин. Перед осаждением фторфуллеренов на поверхность Si несколько слоев наносили на свежесколотую поверхность пирографита, считая ее инертной, проводили анализ спектра потерь и убеждались, что молекулы при этом не разлагались.

На рис. 1 приведены СТМ-изображения молекулы C₆₀F₁₈, локализованной вблизи угловой дырки: изображение с получено при тех же условиях что и а, но на 30 мин позже, где видно появление темного пятна (указано стрелкой). Этот эффект наблюдался и в режиме незаполненных состояний, (изображение e получено на 30 мин позже, чем d), что указывает на отщепление атомов фтора от молекулы и их реакцию с поверхностью.





Рис. 1. СТМ-изображения одиночной молекулы C₆₀F₁₈, полученные при различных напряжениях смещения: -1,8 B (a), -2,0 B (b и c) и +1,8 B (d и e).

Для анализа такого взаимодействия были рассмотрены три возможные ориентации молекулы С₆₀F₁₈ относительно поверхности подложки и проведены первопринципные ab initio расчеты энергии адсорбции E_{ad} методом проекционных присоединенных волн (projector-augmented wave [3]) с использованием программы VASP в рамках градиентной аппроксимации обменно-корреляционного потенциала (GGA) с помощью соотношения

$$E_{ad} = E(C_{60}F_{18}/Si) - E(C_{60}F_{18}) - E(Si),$$

где *E*(C₆₀F₁₈), *E*(Si) и *E*(C₆₀F₁₈/Si) – полные энергии свободной молекулы С₆₀F₁₈, поверхности Si(111)-7×7 и их комбинации. Для молекулы, ориентированной основанием вверх, E_{ad} = 1.75 эВ, ориентированной основанием вниз, когда атомы F направлены к адатомам Si, $-E_{ad} = 6,65$ эВ, а ориентированной боковой стороной – $E_{ad} = 1.79$ эВ. Для интерпретации СТМ-изображений был выполнен

⁴ Фонд Д-ра В. Кумара, 1969 Сектор 4, Гургаон 122001, Харьяна, Индия.

расчет полных и частичных плотностей электронных состояний молекулы $C_{60}F_{18}$, ориентированной основанием к поверхности. Как видно на рис. 2, уровень Ферми располагается в зоне состояний поверхности кремния, а занятые и незанятые состояния молекулы $C_{60}F_{18}$ энергетически разделены промежутком 2,1 эВ. **2***р*-состояния атомов F преимущественно располагаются в зоне на 4 эВ ниже E_F , поэтому СТМ-изображения заполненных состояний в основном формируются за счет **2***p* орбиталей углерода и **3***p* – кремния.



Рис. 2. Полные и частичные (*s*-, *p*-) плотности электронных состояний молекулы $C_{60}F_{18}$, адсорбированной на поверхности Si(111)-7×7 и ориентированной основанием вниз. Значение "0" соответствует уровню Ферми.

Для моделирования изображений рассчитывались контуры зарядов из заполненных состояний путем суммирования плотности зарядов из состояний, лежащих в диапазоне от $E_{\rm F}$ –2.25 эВ до $E_{\rm F}$ в плоскостях, параллельных поверхности и проходящих над адатомами Si (на расстоянии 1.86 Å) и над молекулой фторфуллерена (9.32 Å); в последнем случае наблюдалось хорошее совпадение с наблюдавшимися в эксперименте СТМ-изображениями.

Чтобы понять механизм взаимодействия молекул фторфуллерена с поверхностью, были рассчитаны разности $\Delta \rho$ плотностей зарядов, вызванных адсорбцией молекулы $C_{60}F_{18}$, ориентированной основанием к поверхности, путем вычитания заряда поверхности (без молекулы $C_{60}F_{18}$) и молекулы $C_{60}F_{18}$ (без учета влияния поверхности Si(111)-7×7) из заряда адсорбционной системы $C_{60}F_{18}$ /Si(111), сохранялись неизменными положения поверхностных атомов кремния и молекулы С₆₀F₁₈ (рис. 3). Основной эффект адсорбции состоит в поляризации поверхности Si(111)-7×7, а распределение плотности заряда в молекуле не оказывает существенного влияния. Формирование диполеподобного распределения плотности заряда на поверхности наблюдается вокруг шести адатомов Si, расположенных вокруг угловой дырки, где адсорбирована молекула, и это вызвано значительным дипольным моментом самой молекулы С₆₀F₁₈. Это распределение, однако, не является однородным: имеются чередующиеся области высокой и низкой плотности, обусловленные атомным расположением в молекуле С₆₀F₁₈, где элементы F-С-С-F локализованы поочередно перпендикулярно и параллельно поверхности. В случае перпендикулярного расположения атомы F оказываются ближе к поверхности, что приводит к большей поляризации. Распределение интенсивности в СТМ-изображениях, полученных компьютерным моделированием, показало, что на атомах фтора имеется небольшой избыточный заряд, но гораздо больший эффект заключается в обеднении зарядами адатомов кремния, в то же самое время значительный избыточный заряд образуется в подповерхностном слое.

Вместе с тем полученные результаты показывают, что между молекулой $C_{60}F_{18}$ и поверхностью не наблюдается заметного переноса заряда, а большая энергия связи (~6,65 эВ) является результатом индуцированной поляризации. Малая (~3 Å) длина связи Si–F подтверждает отсутствие существенного химического связывания молекулы с поверхностью.

Работа выполнялась при поддержке грантов РФФИ (№ 08-02-97004-р_поволжье_а, 10-02-00575-а, 10-02-92655-ИНД а).

1. *Sadowski J.T.* Fluorinated fullerene thin films on Si(111)-7×7 surface / J.T. Sadowski, Y. Fujikawa, K.F. Kelly, K. Nakayama, T. Sakurai, E.T. Mickelson, R.H. Hauge, J.L. Margrave // Materials Characterization. 2002. V. 48. P. 127–132.

2. Bakhtizin R.Z. Adsorption and electronic structure of single $C_{60}F_{18}$ molecule on Si(111)-7×7 surface / R.Z. Bakhtizin, A.I. Oreshkin, P. Murugan, V. Kumar, J.T. Sadowski, Y. Fyjikawa, Y, Kawazoe, T. Sakurai. // Chem. Phys. Lett. 2009. V. 482, No 4–6. P. 307–311.

3. *Blochl, P.E.* Projector augmented-wave method // Phys. Rev. B 1994. V. 50, № 24. P. 17953–17979.



Рис. 3. Изоповерхности (*a* – вид сверху, δ – вид сбоку), демонстрирующие распределение плотности электронного заряда для адсорбционной системы $C_{60}F_{18}$ /поверхность Si(111)-7×7 и суммы плотностей электронных зарядов молекулы $C_{60}F_{18}$ и поверхности Si(111)-7×7 в предположении, что они занимают те же положения, как и в адсорбционной системе, $\Delta \rho = \rho(C_{60}F_{18}) - \rho(C_{60}F_{18}) - \rho(Si)$.

Механизмы упорядочения нанокластеров на поверхности

A.B. Зотов¹, A.A. Саранин¹, C.M. Wei², Y.L. Wang^{1,3}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток.

² Institute of Atomic and Molecular Sciences, Academia Sinica, P.O. 23-166, Taipei, Taiwan.

e-mail: zotov@iacp.dvo.ru

Массивы нанокластеров на поверхности твердых тел в настоящее время привлекают значительный интерес исследователей как с чисто научной точки зрения, так и в качестве потенциального материала для электронных устройств и каталитических систем. Для большинства таких приложений желательно, чтобы нанокластеры имели близкие размеры (в идеале были идентичного размера), а их распределение по поверхности было упорядоченным (в идеале образовывая двумерную решетку). Перспективным подходом для решения этой задачи представляется использование механизмов самоорганизации при формировании на поверхности магических кластеров, т. е. нанокластеров, обладающих повышенной стабильностью при определенных выделенных размерах. В данном случае под размером понимается число атомов в кластере, которое в магических кластерах выражается «магическими числами».

В течение последних десяти лет был достигнут большой прогресс в понимании механизмов, управляющих формированием магических кластеров [1]. В частности, было установлено, что на стабильность магических кластеров может оказывать значительное влияние структура окружающей их поверхности подложки. Это обстоятельство позволяет создавать упорядоченные массивы нанокластеров, используя подходящие подложки с периодическим потенциальным рельефом.

Одним из первых примеров применения потенциального рельефа подложки для пространственного упорядочения выращиваемых на ней нанокластеров было использование несоразмерной квазипериодической реконструкции, образуемой моноатомным слоем адсорбата (Си или Ад) на поверхности монокристалла (Pt(111)) с сильно отличающимся периодом решетки [2]. В этом случае зарождение и рост нанокластеров происходит в специфических местах, задаваемых этой суперструктурой поверхности. Как показали последние исследования, такое поведение достаточно типично для подобных несоразмерных реконструкций и может быть использовано для выращивания упорядоченных массивов атомных кластеров и даже органических молекул. В качестве примера на рис. 1 приведено СТМ-изображение массива атомных кластеров Ge, сформированных с помощью самоорганизации на несоразмерной поверхностной реконструкции Si(111)-5×5-Cu.

Особое место среди подложек, эффективно используемых для упорядоченного роста массивов нанокластеров, занимает атомарночистая поверхность кремния Si(111)-7×7. Эта высокостабильная поверхность представляет собой периодический

массив потенциальных «бассейнов» внутри каждой треугольной подъячейки элементарной ячейки 7×7. ограниченных относительно высокими потенциальными барьерами вдоль димерных рядов. Для широкого класса самых разнообразных адсорбатов (например, для Tl, Ag, Mg, Cr, Sn, Pb, In, Ge при их адсорбции при комнатной температуре) на поверхности Si(111)-7×7 наблюдается самоограниченный рост упорядоченных массивов нано-кластеров, имеющих близкие размеры. Самоограниченный рост заключается в том, что накопление атомов адсорбата в подъячейках происходит до определенного количества (обычно предельная величина составляет 9-11 атомов), после чего атомы в заполненные подъячейки не адсорбируются и заполняют еще незаполненные подъячейки. При таком механизме роста нанокластеры, как правило, имеют аморфную структуру. Однако возможно и формирование магических кристаллических кластеров, имеющих идентичный состав и структуру, как в случае адсорбции элементов III группы (Al, In, Ga) при повышенных температурах.



Рис. 1. СТМ-изображение массива атомных кластеров Ge, сформированных на несоразмерной реконструированной поверхности Si(111)-5×5-Cu. Масштаб изображения: 100×100 Å.

Во всех перечисленных выше случаях потенциальный рельеф поверхности подложки играет решающую роль в упорядочении нанокластеров. Поэтому весьма любопытным представляется упорядочение магических кластеров In_6Si_7 в двумерную суперрешетку 4×3 на поверхности $Si(100)-2\times1$. В этом случае при формировании нанокластеров исходная реконструкция подложки (ряды димеров кремния) разрушается и упорядочение нанокластеров происходит за счет межкластерного взаимодействия.

Используя статистический анализ СТМизображений массивов нанокластеров In₆Si₇ на поверхности Si(100)-2×1 при малых покрытиях In (~0.05-0.10 монослоев), мы выяснили основные закономерности пространственного распределения магических кластеров. Было установлено, что сформировавшийся магический кластер возмущает в ограниченной области вокруг себя потенциальный рельеф поверхности таким образом, что в некоторых местах этой области вероятность зарождения нового кластера заметно повышена, а в других зарождение сильно подавлено (рис. 2). Вне этой области вероятность зарождения кластера близка к случайной, смоделированной с помощью метода Монте-Карло. Энергетическая природа этого эффекта была подтверждена расчетами из первых принципов, которые показали, что чем меньше рассчитанная энергия формирования, тем выше вероятность образования определенных пар кластеров.



Рис. 2. Схематическая диаграмма, иллюстрирующая нормированную вероятность зарождения нового кластера в разных точках вблизи уже сформировавшегося кластера. Нормированная вероятность представляет собой экспериментально определенную вероятность зарождения, нормированную на величину, определенную методом Монте-Карло для случайного зародышеобразования. Формирующиеся пары кластеров проиллюстрированы СТМ-изображениями, соответствующие нормированные вероятности указаны. Места, где вероятность зародышеобразования повышена, обведены серой рамкой; в которых подавлена – черной рамкой.

Интересный эффект упорядочения кластеров был обнаружен для пар кластеров In₆Si₇, лежащих на одних и тех же двух димерных рядах реконструированной подложки Si(100)-2×1. Оказалось. что если расстояние между кластерами составляет нечетное число димеров, то вероятность появления таких пар повышена, а если же нечетное, то понижена (рис. 3). Было установлено, что эффект связан с тем, что каждый кластер возбуждает вдоль димерного ряда затухающую волну возмущения, представляющую собой стабилизированную реконструкцию с(4×2) (рис. 4). В зависимости от расстояния между кластерами волны от кластеров могут быть либо в фазе (при нечетных расстояниях), либо в противофазе (при четных расстояниях). В последнем случае в месте встречи

волн формируется энергетически невыгодная антифазная граница. При комнатной температуре антифазная граница подвижна и быстро перемещается вдоль димерных рядов. При пониженных температурах (~100 K) ее движение замораживается, и она занимает фиксированное положение на димерных рядах.



Рис. 3. Экспериментальная гистограмма, иллюстрирующая вероятность формирования пары кластеров In₆Si₇ с заданными расстояниями между ними. Распределение для случайного зарождения кластеров, смоделированное методом Монте-Карло, показано треугольниками, соединенными линией.



Рис. 4. Фрагменты СТМ-изображений, показывающие структуру реконструкции подложки Si(100) (димерных рядов) в области между двумя кластерами In₆Si₇ для различных расстояний между ними.

1. Wang Y.L., Saranin A.A., Zotov A.V., Lai M.Y., Chang H.H. Random and ordered arrays of surface magic clusters // Internation. Rev. Phys. Chem. 2008. V. 27, № 2. P. 317–360.

2. Brune H., Giovannini M., Bromann K., Kern K. Selforganized growth of nanostructure arrays on strain-relief patterns // Nature. 1998. V. 394, № 6692. P. 451–453.

Технологии атомного масштаба с использованием сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа

К.Н. Ельцов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва. e-mail: eltsov@kapella.gpi.ru

Начиная с 2003 года, когда размер элемента в кремниевом чипе уменьшился до 100 нм, стало возможным формально говорить о наноэлектронике. К настоящему моменту для кремниевой микро(нано)электроники технологическая норма в 45 нм уже реализована и обсуждается норма 32 нм, т. е. продвижение в область малых размеров происходит очень быстро. С другой стороны специалисты сходятся в том, что пределом развития классической кремниевой электроники является размер около 20 нм, когда паразитное туннелирование электронов будет доминирующим и работоспособность микросхем, основанная на транспорте электронов, будет нарушаться. Для продвижения в область меньших размеров обсуждается ряд других физических механизмов (платформ) для будущей наноэлектроники с технологической нормой 1-20 нм. Это спинтроника (транспорт спина электрона), интерференция электронов, одноэлектронное туннелирование, углеродные нанотрубки. В каждом из этих направлений во всем мире идут активные исследования. В частности, актуальным становится развитие новых технологий, которые могли бы обеспечить заданный размер элементов в диапазоне 1-20 нм. Если учесть, что размер атома (или межатомное расстояние в кристалле) составляет 0.2-0.5 нм, то технологии могут быть основаны даже на управлении (манипулировании) отдельными атомами и/или молекулами на поверхности твердого тела, т. н. технологии "bottom-up". Идеальным технологическим инструментом мог бы быть сканирующий туннельный микроскоп, априори обладающий атомным пространственным разрешением и возможностью управляемого воздействия локальным электронным пучком и/или электростатическим полем.

Практически сразу, с момента создания сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) как аналитического прибора для "видения" атомной структуры поверхности, были предприняты попытки использовать СТМ в качестве атомного манипулятора, т. е. для формирования искусственных структур из атомов, осажденных на поверхности [1, 2]. После успешной реализации данной функции возникло достаточно много исследований в направлении, которое получило название "атомные манипуляции" [1-4]. Можно использовать как механическое (силовое) воздействие зонда СТМ, так и электронное и/или электростатическое. В основе электронного воздействия, как правило, лежат процессы неупругого туннелирования с возбуждением колебательных, вращательных и поступательных степеней свободы [5].

Атомные манипуляции

На рис. 1 приведена схема транспортировки атома иглой СТМ, основанная на силовом воздействии на адсорбированный атом и показана зависимость вероятности скольжения атома в зависимости от величин туннельного сопротивления, т. е. от силы прижима [6].



Рис. 1. Схема механического передвижения атомов с использованием различной степени прижима к подложке (*a*); зависимость вероятности проскальзывания атома Хе по поверхности Ni(110) от величины сопротивления туннельного зазора (δ). Предоставлено П. Зеппенфельдом [6].

В докладе будут приведены примеры атомных манипуляций [2–6] и даны схемы конкретных процессов, определяющих атомное передвижение по поверхности.

Электронно-стимулированные процессы

Весьма перспективными представляются технологические операции зондом СТМ на сформированных адсорбированных слоях и/или тонких пленках. Процессами, обеспечивающими локальное травление или осаждение материала, могут быть электронно-стимулированные десорбция, химическая реакция, модификация. Одним из известных процессов является локальное удаление (десорбция) адсорбированного водорода с поверхности кремния или германия [7] с последующим заполнением получаемых нанодорожек металлом [8]. Нами также обнаружено несколько электронностимулированных процессов в системах галоген/металл и галоген/полупроводник, позволяющих проводить локальное воздействие зондом СТМ. В частности, СТМ-литография кремния по атомно-резкому резисту, в качестве которого выступает тонкий (1–2 нм) адсорбированный слой молекулярного хлора [9], локальное восстановление металла из галогенидов меди и серебра или удаление материала пленки галогенида путем инжекции электронов с иглы СТМ в зону проводимости, модификация покрытия из нанокластеров Ag₃Cl₇ на поверхности Ag(111) [10] (рис. 2) и электростатическое воздействие на сверхструктуру йода на поверхности Ag(111) (рис. 3) [11].



Рис. 2. СТМ-изображение ($T_s = 5$ K, $U_s = 1.5$ B, $I_t = 1.5$ нА) поверхности Ag(111) с магическими кластерами Ag₃Cl₇, образованными в результате взаимодействия с молекулярным хлором: a – до воздействия электронами ($I_t = 20$ нА); на вставке показан кластер Ag₃Cl₇ с высоким разрешением; δ – после воздействия. В центральной зоне кадра произошло удаление верхней части кластера – атома хлора и трех атомов серебра, в результате чего осталось основание кластера из 6 атомов хлора, к которому в центре может быть добавлен еще один атом хлора.



Рис. 3. СТМ-изображения 195×188 Å, $U_s = -1.2$ В, $I_t = 0.3$ нА. a – гексагональная сверхструктура упорядоченных нанообъектов; δ – после воздействия СТМ-иглы с потенциалом $U_s = -7$ В, отчетливо видна полосчатая структура доменных стенок; e – e последовательное восстановление гексагональной сверхструктуры.

Описанные выше технологические процедуры (или подобные им) могут служить отправной точкой для создания базового комплекса технологий атомного масштаба при разработке наноэлектронных систем нового поколения. Необходимых технологических инструментов для данной цели еще не существует. Используются имеющиеся инструменты, тем или иным образом адаптированные к задачам нанотехнологии. Поскольку конечным продуктом должны быть элементы размерами 1-20 нм, то до завершения полного технологического цикла эти элементы должны быть защищены от воздействия воздушной или жидкой среды (естественный окисел таких полупроводников, как Si или GaAs, составляет 3-4 нм) и весь технологический цикл должен проводиться в условиях сверхвысокого вакуума, т. е. 10⁻¹⁰÷10⁻¹² Торр. Помимо этого, на стадии изготовления наноструктур должен осуществляться контроль параметров создаваемых элементов, по крайней мере их топологии и размеров. Мы предполагаем в будущем создать лабораторную сверхвысоковакуумную технологическую установку, в которой контроль топологии (местоположения структур) и размеров элементов будет осуществлен посредством совмещения сканирующего зондового (туннельного и атомно-силового) и растрового электронного микроскопов.

Данная работа проведена в рамках государственного контракта №П2293 с Федеральным агентством по образованию Минобрнауки РФ.

1. Becker R.S., Golovchenko J.A. & Swartzentruber B.S. Atomic-scale surface modifications using a tunnelling microscope // Nature. 1987. V. 325. P. 419–421.

2. *Eigler D.M., Schweizer E.K.* Positioning single atoms with a scanning tunneling microscope // Nature. 1990. V. 344. P. 524–526.

3. Bartels L., Meyer G., Rieder K.-H. Basic Steps of Lateral Manipulation of Single Atoms and Diatomic Clusters with a Scanning Tunneling Microscope Tip // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 697–700.

4. Lorente N., Rurali R., Tang H. Single-molecule manipulation and chemistry with the STM. // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. V. 17. P. 1049–1074.

5. *Ho W., Tikhodeev S.G., Persson B.N.J.* Ch.3 in Current-Driven Phenomena in Nanoelectronics / ed. T. Seideman. (World Scientific, 2010).

6. Zeppenfeld P. http://www.exphys.uni-linz.ac.at/

7. Scappucci G., Capellini G., Lee W.C.T., Simmons M.Y. Atomic-scale patterning of hydrogen terminated Ge(001) by scanning tunneling microscopy // Nanotechnology. **20** (2009). 495302 (6 p).

8. Ruess F.J., Oberbeck L., Simmons M.Y. et al. Toward Atomic-Scale Device Fabrication in Silicon Using Scanning Probe Microscopy // Nano Letters. 2004. V. 4, $N_{\rm P}$ 10. P. 1969–1973.

9. Андрюшечкин Б.В., Ельцов К.Н., Шевлюга В.М. Низкотемпературное хлорирование Si(100), инициированное электронным пучком (подготовлено к печати).

10. Andryishechkin B.V., Cherkez A.A., Hladchanka E.V. et al. (prepared for publication).

11. Andryishechkin B.V., Cherkez A.A., Eltsov K.N. et al. (prepared for publication).

Сверхпроводниковые терагерцовые смесители, детекторы и счетчики фотонов на электронном разогреве в тонкой пленке NbN

Г.Н. Гольцман, А.А. Корнеев, А.В. Дивочий, И.Н.Флоря, Ю.П. Корнеева, М.А.Тархов, М.И. Финкель, С.А. Рябчун, И.В. Третьяков, С.Н. Масленников, Н.С. Каурова, Г.М. Чулкова, Б.М. Воронов

Московский государственный педагогический университет, Москва 119992. e-mail: goltsman00@mail.ru

В настоящее время нами разработаны новые поколения сверхпроводниковых детекторов: сверхпроводниковые терагерцовые смесители, детекторы и счетчики фотонов на эффекте электронного разогрева в тонких пленках NbN. Такие приемники уже продемонстрировали хорошие характеристики, что делает их привлекательными для многих терагерцовых и оптических применений.

Сверхпроводниковый терагерцовый смеситель (НЕВ) на эффекте электронного разогрева в пленках NbN (рис. 1) может работать в режиме прямого детектирования или как смеситель. На частотах выше 1 ТГц NbN НЕВ-смесители превышают по своим характеристикам туннельный переход сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (SIS) и диоды Шоттки.



Рис. 1. Изображение спиральной антенны и смесителя, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. На вставке – увеличенное изображение смесителя между контактами антенны.

Новое поколение НЕВ-смесителей на основе сверхтонких пленок NbN сочетает в себе лучшую чувствительность на частотах значительно выше 1 ТГц и более широкую полосу преобразования в настоящее время до 6 ГГц [1]. На рис. 2 изображены результаты измерений полосы преобразования NbN образцов с длиной чувствительного мостика 0.12 и 0.35 мкм. На рис. 3 показано семейство вольт-амперных характеристик смесителя с размерами 0.25×0.25 мкм при разных уровнях мощности гетеродина на частоте 2.5 ТГц. Числа на поле графика показывают шумовую температуру приемника в соответствующей точке. Лучшее полученное значение - 750 К (6 hv/k) является рекордным. По этой причине делается выбор этих устройств в качестве основы терагерцовых приемников в инструментах для астрономических и атмосферных исследований.



Рис. 2. Зависимости эффективности преобразования от промежуточной частоты для смесителей с длиной 0,35 мкм (треугольники) и 0,12 мкм (кружки). Построены также аппроксимирующие кривые, частота среза для каждой кривой обозначена стрелкой.



Рис. 3. Вольт-амперные характеристики смесителя при разных уровнях мощности гетеродина. Цифрами обозначены значения шумовой температуры (в К) в соответствующих рабочих точках.

Одним из новых перспективных типов счетчиков фотонов является сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Single Photon Detector - SSPD). По многим параметрам SSPD превосходит существующие однофотонные детекторы видимого и ближнего ИК-диапазона, такие как лавинные фотодиоды и фотоумножители. Квантовая эффективность SSPD в этом диапазоне (от видимого до 1.3 мкм) достигает 30%-ного уровня, ограниченного поглощением пленки NbN, при пренебрежимо малом уровне темновых отсчетов. Нами найдено решение, позволяющее обойти ограничение быстродействия детектора, связанное с кинетической индуктивностью узкой и длинной полоски, и достичь гигагерцовой скорости счета при временной нестабильности переднего фронта импульса (jitter) менее 20 пс. Однофотонный режим работы SSPD наблюдается до 5.6 мкм, при этом квантовая эффективность на длине волны проект № 07-02-00671.

Мы продемонстрировали резкое сокращение времени отклика SSPD путем выбора другой топологии детектора – в виде параллельно соединенных полосок NbN: длительность импульса напряжения составляет 200 пс [2]. Аналогичная концепция позволила нам разработать SSPD, способный различать число фотонов, одновременно попавших на площадку детектора. Одно-, двух-, трех- и четырехфотонное поглощение было показано на SSPD с квантовой эффективностью 2% в ближней ИК-области [3].



Рис. 4. Изображение NbN SSPD в виде параллельных полосок, покрывающих область 10 × 10 мкм. Ширина полоски – 54 нм, расстояние между полосками – 76 нм.



Рис. 5. Спектральная чувствительность (зависимость *QE* от длины волны в относительных единицах) при температуре 5 К и 3 К для NbN SSPD в виде меандра (точки) и параллельных полосок (сплошные линии).

Наши последние исследования позволили нам разработать SSPD в виде параллельно соединенных полосок с одновременным уменьшением ширины полоски в 2 раза (до 54 нм) и сохранением при этом сверхпроводящих свойств. Рисунок 4 иллюстрирует эту топологию детектора. На рис. 5 представлена спектральная чувствительность (зависимость *QE* от длины волны) SSPD при температуре 5 К и 3 К для NbN SSPD в виде меандра и параллельных полосок. SSPD показывает уменьшение времени детектирования при сохранении квантовой эффективности. Полученные результаты открывают

путь к детекторам, обладающим скоростью счета свыше 1 ГГц, что делает SSPD весьма привлекательными во многих применениях, в частности для квантовой криптографии.

SSPD хорошо сопрягается с оптоволокном и легко может быть интегрирован в полностью готовую для работы приемную систему. Благодаря высоким характеристикам детектор уже нашел применение в целом ряде научных областей: регистрация излучения от квантовых точек с высоким временным разрешением [4-7], неразрушающий метод оптической диагностики интегральных микросхем методом PICA [8], в экспериментах по оптической когерентной томографии, а также в квантовой криптографии. Использование SSPD в квантовокриптографических линиях связи позволяет одновременно повысить и скорость передачи квантового ключа, и максимальную дальность его передачи: сейчас длина квантовокриптографической линии с использованием SSPD (QKD) свыше 250 км [9]. Разработанные сверхпроводящие однофотонные детекторы (счетчики) на основе эффекта электронного разогрева показывают наиболее высокие технические характеристики и обладают возможностью установки в охлаждающие машины замкнутого цикла.

1. *Ryabchun S.A.* NbN Phonon-Cooled Hot-Electron Bolometer Mixer with Additional Diffusion Cooling / S.A. Ryabchun, I.V. Tretyakov, M.I. Finkel, S.N. Maslennikov, N.S. Kaurova, V.A. Seleznev, B.M. Voronov, and G.N. Gol'tsman // 20th International Symposium on Space Terahertz Technology. Charlottesville, 20–22 April 2009, p. 151–154.

2. *Tarkhov M.A.* Ultrafast reset time of Superconducting Single Photon Detectors / M. Tarkhov, J. Claudon, J. Ph. Poizat, A. Korneev, A. Divochiy, O. Minaeva, V. Seleznev, N. Kaurova, B. Voronov, A.V. Semenov, and G. Gol'tsman // Appl. Phys. Lett., v. 92, Issue 24, 2008.

3. *Divochiy A.V.* Superconducting nanowire photon number resolving detector at telecom wavelength / A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld, A. Gaggero, R. Leoni, F. Mattioli, A. Korneev, V. Seleznev, N. Kaurova, O. Minaeva, G. Goltsman, K.G. Lagoudakis, M. Benkhaoul, F. Levy, A. Fiore // Nature Photonics, v. 2, p. 302–306, 2008.

4. Hadfield R. et al. // Applied Physics Letters, 89:241129, 2006.

5. Zinoni C. et al. // Applied Physics Letters, 91:031106, 2007.

6. Stevens M. et al. // Applied Physics Letters, 89:031109, 2006.

7. *Stevens M.*, et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electrinics, 12(6):1255, 2006.

8. Somani S., et al. // J. Vac. Sci. Technol. B 19(6), 2001, p. 1071–1023.

9. *Stucki D.* High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres / D. Stucki, N. Walenta, F. Vannel, R.T. Thew, N. Gisin, H. Zbinden, S. Gray, C.R. Towery, S. Ten // New J. Phys. 2009, **11** 075003 (9 p).

Разработка физических принципов построения и реализации спектрометра диапазона 0.5–0.7 ТГц со сверхпроводниковым интегральным приемником

В.Л. Вакс¹, В.Ю. Балакирев¹, А.Н. Панин¹, С.И. Приползин¹, В.П. Кошелец², О.С. Киселев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва. e-mail: elena@ipm.sci-nnov.ru

В данной работе представлен спектрометр, работающий на эффекте свободно затухающей поляризации, в диапазоне частот 0.5–0.7 ТГц. Терагерцовый диапазон частот является привлекательным для спектроскопических исследований, поскольку в нем находятся наиболее высокоинтенсивные линии поглощения многих важных молекул. Суть разработанного метода состоит в следующем: в результате взаимодействия фазоманипулированного (или частотно-манипулированного) излучения с резонансно поглощающими молекулами происходит периодический процесс наведения и распада макроскопической поляризации молекул [1].

Упрощенная блок-схема спектрометра представлена на рис. 1. Сигнал опорного генератора умножается с помощью твердотельных устройств – квантовых полупроводниковых сверхрешеток (КПСР). В предложенной схеме молекулы газа взаимодействуют с резонансной терагерцовой гармоникой. Высокодобротная ячейка может быть использована для того, чтобы увеличить мощность резонансной моды и подавить другие.



Рис. 1. Блок-схема спектрометра терагерцового частотного диапазона с интегральным приемником.

Необходимые требования к спектрометрам для обеспечения прецизионных измерений – доплеровское разрешение (~ 10^{-6}) и измерение частоты с точностью ~ $10^{-8} - 10^{-10}$.

Ключевая проблема реализации высокочувствительного спектрометра состоит в создании высокочувствительной приемной системы, удовлетворяющей требованиям спектроскопии. Имеюциеся в настоящее время приемники не обладают высокой чувствительностью, также трудно обеспечить широкодиапазонность. Разработанные легкие и компактные сверхчувствительные интегральные субмм-приемники с предельной чувствительностью, высоким спектральным разрешением и малым энергопотреблением чрезвычайно привлекательны для спектроскопических исследований.



Рис. 2. Блок-схема микросхемы СИП (1 – оптический вход 0.5–0.65 ТГц; 2 – СИС-смеситель; 3 – гармонический смеситель (ГС); 4 – ФФО как гетеродин 0.55–0.65 ТГц; 5 – НЕМТ-усилитель; 6 – усилитель; 7 – ПЧ-процессор и ЦАП; 8 – система накопления данных, управляемая компьютером; 9 – управление ФФО, СИС, ГС).

Приемная система спектрометра разработана с использованием интегрального сверхпроводникового приемника на основе смесителя со структурой сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник (СИС) и ФФО (Flux Flow Oscillator - генератор бегущих вихрей) в качестве гетеродина. Блоксхема разработанной в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН микросхемы сверхпроводникового интегрального приемника (СИП) представлена на рис. 2. Частотное разрешение приемника (наряду с шумовой температурой и диаграммой направленности) является одним из основных параметров спектрометра. Для того чтобы получить требуемое частотное разрешение, сверхпроводниковый генератор гетеродина интегрального приемника должен быть синхронизирован к опорному синтезатору. Для реализации этих требований разработана концепция интегрального приемника с системой фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) криогенного генератора гетеродина [2]. Согласно этой концепции сигнал сверхпроводникового генератора распределяется между двумя СИС-смесителями, один из них используется как приемный квазичастичный элемент, в то время как второй работает в режиме гармонического смесителя в системе ФАПЧ. Для интегрального приемника реализован частотный диапазон 0.5-0.7 ТГц, шумовая температура менее 200 К, полоса ПЧ 4 – 8 ГГц, диаграмма направленности с боковыми лепестками менее –17 дБ, спектральное разрешение 1 МГц. По сравнению с разработанными к настоящему времени системами с близкими параметрами предлагаемый спектрометр имеет значительно больший диапазон входных частот, значительно меньшие габариты и энергопотребление.

Источником терагерцового излучения являются гармоники (вплоть до 54-й вблизи 8.1 ТГц), получаемые умножением частоты синтезатора на генераторе Ганна, работающего в режиме фазовой манипуляции в диапазоне частот 89–117 ГГц, с применением умножителя на основе КПСР.

Ключевой проблемой генерации является получение фазовой манипуляции (0, л) при произвольном номере гармоник. С этой целью была разработана система фазовой стабилизации частоты генератора в режиме фазовой манипуляции при произвольном выборе номера гармоник. На выходе умножителя частоты в режиме фазовой манипуляции необходимо обеспечить стабильный сдвиг фаз 180°. Эта задача решается при помощи регулируемого фазовращателя, установленного после опорного генератора 400 МГц. Быстродействующий ключ переключает с помощью модулятора сигналы с фазами ϕ_1 и ϕ_2 и частотой 400 МГц на входе частотно-фазового детектора (ЧФД). Сдвиг фаз $\phi_1 - \phi_2$ равен 180°/N (где N – коэффициент умножения частоты) и лежит в диапазоне от 10° до 30°. Модулятор подает меандр с регулируемой амплитудой на дифференциатор. Полученные после него короткие импульсы подаются через сумматор на варикап генератора Ганна, обеспечивая манипуляцию фазы его излучения. С модулятора также снимается синхросигнал для приемной части спектрометра. В результате происходит автоподстройка частоты и фазы источника излучения по опорному синтезатору [2]. Управление частотой опорного синтезатора и управление фазовращателем производится от компьютера или микропроцессора.

С помощью спектрометра были проведены тестовые измерения спектров поглощения ряда молекул. В частности, проводились измерения в образцах выдыхаемого воздуха, представляющего, с точки зрения спектроскопии, многокомпонентную газовую смесь, на частоте линии поглощения аммиака (0.572 ТГц). Ячейка представляла собой стеклянную трубу диаметром 10 см и длиной 60 см с плоскими оптически прозрачными окнами в торцах. Большой диаметр ячейки позволял значительно уменьшить влияние молекул газа, осажденных на стенках ячейки, на общий результат измерений. Диаметр пучка излучения, проходящего через центральную ось ячейки, не превышал 3 см. Продукты газообмена со стенками ячейки не попадали в этот пучок. Измерения проводились в режиме непрерывной прокачки исследуемого газа при

установившемся давлении в ячейке ~ $3 \cdot 10^{-2}$ Торр. Для калибровки использовался 1%-ный раствор аммиака, разбавленный дополнительно в пропорции 1/100. Таким образом, концентрация газа в калибровочном образце составляла 10^{-4} мол. долей. Для более точной калибровки необходимо изготавливать прецизионные калибровочные смеси, проверяя их с помощью других методов. Запись линии поглощения NH₃ в выдыхаемом воздухе приведена на рис. 3. Согласно проведенной калибровке можно с определенной точностью измерять концентрацию NH₃ в выдохе человека с целью последующей медицинской диагностики.



Рис. 3. Запись линии поглощения NH₃ на частоте 0.572 ТГц в образце выдыхаемого воздуха.

Проведенные тестовые измерения вращательных спектров ряда основных молекул подтвердили высокую чувствительность прибора (не хуже l ppb) при спектральном разрешении, ограниченном лишь эффектом Доплера. Прибор может быть востребован для радиоастрономических и атмосферных исследований, для неинвазивной диагностики в медицине, а также для метрологических измерений.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 09-02-97039-р_поволжье_а, 09-02-00246, 09-02-12172-офи-м и программы Президиума РАН «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов», проект «Квантовые когерентные наноструктуры для приема и генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона».

1. Vaks, V.L. Millimeter Range Spectrometer with Phase Switching – Novel Method for Reaching of the Top Sensitivity / V.L. Vaks, A.B. Brailovsky, V.V. Khodos // Int. J. Infrared & Millimeter Waves. 1999. V. 20, № 5. P. 883–896.

2. Shitov, S.V. An integrated receiver with phase-locked superconducting oscillator / S.V. Shitov, V.P. Koshelets, A.B. Ermakov, P.N. Dmitriev, L.V. Filippenko, V.V. Khodos, V.L. Vaks, P.A. Yagoubov, W.J. Vreeling, P.R. Wesselius // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2003. V. 13, № 2. P. 684–687, Part 1.

Излучение из массивов ниобиевых джозефсоновских контактов, встроенных в открытый резонатор

А.М. Клушин¹, F. Song^{1,2}, А.Д. Семенов³

¹ Institute of Bio- and Nanosystems and JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Forschungszentrum Jülich, D-52425 Jülich, Germany.
² Department of Electronics, Nankai University, Tianjin, P. R. China.

³ Institute of Planetary Research, German Aerospace Center, 12489 Berlin, Germany.

e-mail: a.klushin@fz-juelich.de

Джозефсоновские контакты могут быть использованы для создания перестраиваемых источников непрерывного излучения в терагерцовом диапазоне волн. С целью увеличения излучаемой мощности, сужения полосы генерации и улучшения согласования с внешним микроволновым трактом необходимо использование массивов когерентно-осциллирующих джозефсоновских контактов. Однако синхронизация большого числа джозефсоновских контактов осложняется неизбежным разбросом их параметров.

В докладе обсуждается механизм взаимной синхронизации массивов дискретных контактов на диэлектрической подложке, которая используется в качестве диэлектрического резонатора. Эффективность предложенного метода синхронизации показана на примере исследования излучения массива ниобиевых джозефсоновских контактов [1]. Излучение измерялось двумя способами. Вопервых, использовался супергетеродинный приёмник. Во-вторых, в качестве широкополосного прямого квадратичного детектора впервые был применён квазиоптический детектор на основе диода Шоттки с нулевым смещением [2].

Цепочка из 7500 СИНИС (сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник) джозефсоновских контактов состояла из 6 групп, каждая из которых включала по 1250 контактов. Схема была изготовлена на кремниевой подложке с размерами 10×10×0.38 мм и занимала площадь 4.6×5 мм².

Исследуемый образец размещался в открытом резонаторе при температуре жидкого гелия [1]. Джозефсоновское излучение собиралось рупорной антенной и передавалось по сверхразмерному волноводу длиной около метра на регистрирующую систему, расположенную при комнатной температуре. Из измерений вольт-амперных характеристик на постоянном токе были найдены минимальный критический ток контактов I_c равный 1.9 мА и среднее нормальное сопротивление $R_n = 0.032$ Ом. Таким образом, характерное напряжение было $V_c = 0.06$ мВ, а характерная частота – 29 ГГц.

Полоса принимаемых супергетеродинным приёмником частот определялась, в частности, используемым гетеродином, который мог перестраиваться в диапазоне от 68 до 78 ГГц. Сигнал промежуточной частоты в полосе 1.4 ГГц в зависимости от приложенного к цепочке контактов напряжения смещения регистрировался либо синхронным усилителем, либо анализатором спектра типа HP 8592B. Максимальная мощность излучения была получена при напряжении смещения Ve = 1.156 В на частоте 76 ГГц. Для демонстрации взаимной синхронизации мы исследовали зависимость мощности джозефсоновского излучения от числа генерирующих контактов. С этой целью ток смещения подавался на различные возможные комбинации из 6 групп контактов и соответствующая мощность регистрировалось анализатором спектра. Как следует из рис. 1, измеренная пиковая мощность возрастает линейно с квадратом числа излучающих контактов N, что, согласно теории, является свидетельством их взаимной синхронизации.



Рис. 1. Мощность джозефсоновского излучения в полосе разрешения анализатора спектра 3 МГц в зависимости от квадрата числа контактов. Линия – аппроксимация экспериментальных данных методом наименьших квадратов, из которой были исключены три точки, выделенные штриховой линией. Результаты, показанные этими точками, были получены на цепочках, нормальные сопротивления которых значительно отличались от средних значений для всего массива контактов. На вставке показана спектральная линия излучения при напряжении смещения Ve = 1.156 В. Шкалы по оси X: 100 МГц/дел., по оси Y: 10 дБ/дел.

В результате численного моделирования было выяснено, что джозефсоновское когерентное излучение возникает, если цепочки дискретных контактов располагаются в максимумах электрического поля резонансной моды подложки, играющей роль диэлектрического резонатора. Обнаруженный механизм взаимной синхронизации контактов открывает путь к созданию новых источников излучения в терагерцовом диапазоне волн на основе больших массивов дискретных джозефсоновских контактов из высокотемпературных или низкотемпературных сверхпроводников.

Изучение джозефсоновского излучения вплоть до терагерцового диапазона частот предполагает наличие детектирующей системы, которая бы обладала нановаттной чувствительностью во всём интересующем диапазоне и была бы нечувствительна к тепловому излучению. С этой целью мы исследовали возможность применения квазиоптического InGaAs детектора Шоттки с нулевым смещением [2]. Джозефсоновское излучение направлялось по сверхразмерному волноводу на параболическое зеркало с помощью рупорной антенны, установленной в его фокусе. Затем оно фокусировалось на квазиоптическом детекторе Шоттки с помощью линзы из полиметилпентэна (ТРХ). Джозефсоновское излучение прерывалось с частотой 35 Гц обтюратором, установленным между зеркалом и линзой. Выходное напряжение детектора на этой частоте, пропорциональное мощности, попавшей во входную апертуру детектора, измерялось синхронным усилителем.



Рис. 2. Мощность излучения цепочки ниобиевых джозефсоновских контактов, измеренная квазиоптическим детектором Шоттки в зависимости от частоты. Линии проведены для удобства наблюдения.

При измерениях джозефсоновского излучения был зарегистрирован сигнал в диапазоне от 49 до 72 ГГц. Максимальная измеренная детектором мощность была 42 нВт на частоте излучения 53 ГГц (рис. 2). Большое соотношение сигналшум позволило определить диаграмму направленности джозефсоновского излучения. Для этого мы измерили сигнал детектора в зависимости от его смещения в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Экспериментальная диаграмма направленности излучения массива контактов на частоте 70 ГГц показана на рис. З кружками и квадратами. Линией показана аппроксимация экспериментальных данных с помощью гауссова распределения

$$K(x) = \frac{4\omega_{01}^2\omega_0^2}{\left(\omega_{01}^2 + \omega_0^2\right)^2} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_{01}^2 + \omega_0^2}\right).$$
 (1)

В качестве подгоночного параметра в формуле (1) использовался радиус перетяжки ω_{01} в диаграмме направленности джозефсоновского излучения, в то время как радиус перетяжки в диаграмме направленности детектора $\omega_0 = 3.2$ мм определялся из независимых измерений и расчетов. Наилучшее совпадение с экспериментом было получено для $\omega_{01} = 17.7$ мм.



Рис. 3. Диаграмма направленности излучения массива ниобиевых джозефсоновских контактов. Интенсивность излучения измерялась детектором Шоттки в зависимости от его смещения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения в двух взаимно перпендикулярных (квадраты и кружки) направлениях. Линия – аппроксимация экспериментальных данных с помощью гауссова распределения.

Используя эти значения радиусов перетяжек и полагая их постоянными в исследованном интервале частот, мы получили коэффициент связи детектора с излучением $K(0) \approx 0.12$, что позволило оценить полную мощность джозефсоновского излучения после линзы как 180 нВт на частоте 70 ГГц. Из-за возможных ошибок определения величины перетяжки в диаграмме направленности и вольт-ваттной чувствительности детектора точность приведенной оценки составляет около 50%. Поскольку детектор Шоттки нечувствителен к излучению в близкой инфракрасной области спектра, нам удалось исследовать джозефсоновское излучение с интенсивностью на порядок величины меньшей интенсивности теплового излучения при комнатной температуре. Подобные измерения были бы существенно затруднены при использовании опто-акустического детектора.

В заключение, используя резонансные свойства подложки, встроенной в открытый резонатор, мы наблюдали когерентное излучение из цепочки последовательно соединённых дискретных джозефсоновских ниобиевых контактов. Мы также показали, что квазиоптический детектор Шоттки обладает достаточной чувствительностью для контроля этого излучения и может быть в перспективе использован в субмиллиметровом диапазоне волн.

1. Song, F. Coherent emission from large arrays of discrete Josephson junctions / F. Song, F. Müller, R. Behr, A.M. Klushin // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 172501.

2. Semenov, A. Applications of zero-bias quasioptical Schottky-diode detectors for monitoring short-pulse and weak THz radiation / A. Semenov, O. Cojocari, H.-W. Hübers, F. Song, A.M. Klushin, S. Müller // IEEE Electron Dev. Lett. 2010 (Submitted for publication).

Широкополосный однофотонный приемник оптического и ИК излучения

К.В. Смирнов^{1, 2}, Ю.Б. Вахтомин^{1, 2}, А.В. Дивочий^{1, 2}, Р.В. Ожегов^{1, 2}, И.В. Пентин^{1, 2}, Г.Н. Гольцман¹

¹ Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва, ул. М. Пироговская, 29. ² ЗАО «Сверхпроводниковые нанотехнологии», 119021 Москва, ул. Россолимо 5/2, www.scontel.ru

e-mail: smirnov@scontel.ru

Открытие коллективом Московского педагогического государственного университета эффекта детектирования тонкопленочной сверхпроводниковой наноструктурой одиночных фотонов видимого и ИК излучения [1] привело к созданию нового типа однофотонного детектора, его активному исследованию многими научно-исследовательскими группами [2-4], а также к созданию нового коммерчески востребованного продукта быстродействующего однофотонного приемника оптимизированного для телекоммуникационных и квантово-криптографических применений (диапазон длин волн $\lambda = 1.3 - 1.55$ мкм) с использованием оптоволоконной техники [5]. В настоящей работе мы представляем результаты исследования по расширению диапазона длин волн для высокоэффективного приема одиночных фотонов.

Сверхпроводниковый однофотонный детектор (SSPD – superconducting single photon detector) изготовлен из пленки NbN толщиной 3-4 нм и представляет собой узкую (~100 нм) и длинную полоски сверхпроводника, заполняющие с максимальной плотностью как можно большую площадь для эффективного согласования детектора с излучением.

Эффективный режим работы детектора достигается тогда, когда плотность тока протекающего по полоске сверхпроводника в любом ее сечении близка к критической. Указанное условие предполагает создание сверхпроводниковой полоски, ширина которой испытывает отклонения не более чем на 5 нм [6]. При создании сверхпроводниковой полоски в виде меандра, покрывающего площадь 10×10 мкм, длина полоски составляет около 0.5 мм. Дальнейшее увеличение активной области детектора приводит к дальнейшему, пропорциональному квадрату площади, увеличению длины сверхпроводниковой полоски и значительному уменьшению ее квантовой эффективности, вследствие случайных отклонений в топологии полоски при литографии. Согласовать SSPD-детектор указанной площади с излучением возможно с использованием стандартного одномодового волокна с диаметром светопроводящей жилы (core) несколько микрометров. Кроме того, использование оптического волокна позволяет реализовать фильтрацию фонового излучения и понижение уровня ложных отсчетов детектора. Так, при реализации однофотонного приемника в свободном пространстве уровень ложных срабатываний составляет несколько тысяч отсчетов в секунду, а с использованием волокна – 1 отсчет в секунду и менее.

Вместе с тем использование оптических волокон имеет и свои сложности. Как правило, кварцевые волокна, используемые в телекоммуникации (например, Corning SMF 28 [7]), паспортизованы и имеют стабильные характеристики лишь в узком диапазоне длин волн λ = 1.25–1.625 мкм. На длинах волн свыше 1.7 мкм эти волокна имеют значительное затухание, а на длине волны меньше 1.2 мкм эти волокна уже не являются одномодовыми, и поэтому имеют сложное пространственное распределение мощности выходного излучения в сечении волокна, а также возможные дополнительные потери мощности.

Типичная измеренная нами зависимость квантовой эффективности SSPD, сопряженного с одномодовым волокном Corning SMF 28 представлена на рис. 1 (кривая 2). И если для длин волн 1.3 мкм и 1.55 мкм приемник имеет высокое и воспроизводимое значение квантовой эффективности (10% и 8% соответственно), то для длины волны 1.75 мкм квантовая эффективность составляет значение менее 1%, а для $\lambda < 1.2$ мкм квантовая эффективность непредсказуемо изменяется в широких пределах и, как правило, имеет значение меньше ожидаемого в соответствии с известной спектральной зависимостью SSPD в свободном пространстве [8].

Вместе с тем существует ряд перспективных применений быстродействующих SSPD на длинах волн менее 1.2 мкм, например, в квантовой оптике, спектроскопии, при исследовании квантовых точек и пр.



Рис. 1. Зависимость квантовой эффективности сверхпроводникового однофотонного приемника от длины волны детектируемого излучения при использовании различных оптических волокон: 1 - одномодовое волокно Nufern 780-HP, 2 – одномодовое волокно Corning SMF 28, 3 – фтороцирконатное одномодовое волокно ZBLAN.

Получение высоких значений квантовой эффективности SSPD-приемников в длинноволновой области спектра также важно. Современное развитие технологий изготовления кварцевых оптических волокон практически достигло минимального предела потерь, определяемого рэлеевским рассеянием. Волокно SMF 28 ULL (Ultra-Low-Loss) компании Corning имеет потери около 0.17 дБ/км (на длине волны 1.55 мкм), при теоретическом пределе 0.154 дБ/км, и позволяет осуществлять передачу информации с использованием одиночных фотонов и SSPD на расстояние до 250 км [4]. Вместе с тем, интенсивно исследуемые в настоящее время фтороцирконатные оптические волокна имеют теоретический предел затухания в несколько раз меньший – порядка 0.01 дБ/км, но на длинах волн в области 2-2.5 мкм, для которой фактически не существует других детекторов одиночных фотонов кроме SSPD.

Для создания однофотонного приемника излучения с высокой квантовой эффективностью на длинах волн 0.7–1 мкм нами было использовано волокно Nufern 780-HP [9]. Зависимость квантовой эффективности однофотонного приемника от длины волны детектируемого излучения представлена на рис. 1 (кривая *1*). Из графика видно, что в области видимого и ближнего ИК-излучения квантовая эффективность приемника (приведенная к оптическому входу) достигает значений в 20–25%, т. е. по сравнению с системой, использующей стандартное телекоммуникационное волокно, выросла в два раза и более.

Для достижения высокой квантовой эффективности приемной системы, основанной на SSPD в области длин волн λ > 1.7 мкм, нами было использовано фтороцирконатное ZBLAN-волокно. Результаты измерения квантовой эффективности однофотонного приемника на длинах волн 1.55 мкм и 1.75 мкм представлены на рис. 1 (кривая 3). И если на 1.55 мкм значение квантовой эффективности практически соответствует значениям, полученным с кварцевым волокном, то на 1.75 мкм значение квантовой эффективности приемника с использованием фтороцирконатного волокна более чем в пять раз превосходит квантовую эффективность приемника с волокном компании Corning. Отметим, что на длинах волн более 1.75 мкм сравнение становится бессмысленным, поскольку кварцевое волокно имеет резкий рост затухания в этой области длин волн.

Сравнение полученных данных спектральной зависимости квантовой эффективности приемника при использовании трех типов одномодовых оптических волокон с результатами измерения спектральной зависимости квантовой эффективности SSPD в свободном пространстве [8] показывает идентичность полученных результатов. Это свидетельствует о максимально эффективном согласовании SSPD с излучением посредством оптических волокон при создании приемных систем во всем исследуемом диапазоне длин волн $\lambda = 0.7-1.75$ мкм.

Таким образом, на основе SSPD нами был создан однофотонный приемник излучения широкого диапазона длин волн; впервые создан приемник, сопряженный с оптическим волокном и имеющий высокое значение квантовой эффективности, равное 5% на длине волны 1.75 мкм; показана возможность высокоэффективного однофотонного детектирования на длинах волн, соответствующих всему диапазону фтороцирконатных оптических волокон.

Отметим, что другие характеристики приемных систем во всем диапазоне исследуемых длин волн остаются постоянными, а именно: уровень темнового счета или количество импульсов приемника в отсутствие излучения – менее чем 10 импульсов в секунду; максимальная скорость счета – 70 МГц; временная нестабильность переднего фронта импульса напряжения (jitter) – 40 пс, динамический диапазон – более 60 дБ.

1. Gol'tsman G., Okunev O., Chulkova G. et al. // Appl. Phys. Lett., v. 79, p. 705–707 (2001).

2. *Takesue H., Nam S., Zhang Q. et al.* // Nature Photonics, v. 1, p. 343–348 (2007).

3. Divochiy A., Marsili F., Bitauld D. et al. // Nature Photonics, v. 2, p. 302–306 (2008).

4. Stucki D., Walenta N., Vannel F., Thew R.T., Gisin N., Zbinden H., Gray S., Towery C.R. and Ten S. // New Journal of Physics 11 (2009) 075003.

5. www.scontel.ru

6. Gol'tsman G.N., Smirnov K., Kouminov P. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercon., v. 13, № 2, p. 192–195 (2003).

7. www.corning.com

8. Gol'tsman G., Minaeva O., Korneev A. et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v. 17, issue 2, Part 1 (2007), p. 246–251.

9. www.nufern.com

Сверхпроводимость гранулированных пленок NbN-SiO₂

О.И. Юзефович^{1,2}, В. Kościelska³, С.В. Бенгус^{1,2}, А. Witkowska³

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, 61103 Харьков, Украина.

²International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421 Wroclaw, Poland.

³Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej, Politechnika Gdańska, 80-952 Gdańsk, Poland.

e-mail: yuzephovich@ilt.kharkov.ua

В последнее время динамически развивается тематика исследований, связанная с изучением наноразмерных систем (ультратонкие пленки, нанодисперсные гранулированные системы, квантовые точки), имеющих принципиально новые уникальные свойства и демонстрирующие необычные квантовые эффекты. Разработка и создание материалов с заданными свойствами и новыми функциональными возможностями для дальнейшего их использования в нанотехнологии накладывают ряд требований, а именно, пленки должны обладать стабильными свойствами: высокой адгезией, термоустойчивостью и химической инертностью. Этим качествам отвечают сверхпроводящие тонкие пленки NbN, являющиеся одним из приоритетных материалов, используемых в наноэлектронике для создания сверхпроводящих детекторов, фильтров, однофотонных транзисторов, антенн [1, 2]. Однородные ультратонкие пленки NbN обладают такими свойствами, как высокая критическая температура, большие критические магнитные поля и высокие критические токи. Внесение в пленку беспорядка с одной стороны приводит к уменьшению критической температуры, а с другой – может повысить такие параметры как критический ток и критическое магнитное поле. Кроме того, беспорядок является одним из возможных механизмов, приводящих к возникновению квантовых эффектов, таких как переход сверхпроводник – изолятор, стохастический резонанс и др. Как известно, гранулированные пленки относятся к классу искусственных материалов, в которых можно легко моделировать электронные свойства [3]. Они могут состоять из гранул размером от единиц до сотен нанометров, эти гранулы достаточно большие для того, чтобы иметь индивидуальную электронную структуру, но достаточно малы, чтобы проявлять мезоскопические свойства, и демонстрировать эффекты размерного квантования электронных уровней. Гранулированные пленки сочетают в себе уникальные свойства как отдельных гранул, так и проводника в целом. Сверхпроводимость в них возникает пошагово, вначале в сверхпроводящее состояние переходят отдельные гранулы, а затем между ними образуется джозефсоновская связь, и наступает глобальное сверхпроводящее состояние всей системы в целом.

Среди обычных методов изготовления гранулированных материалов распространены термическое испарение и магнетронное напыление. Здесь предложена альтернативная, интенсивно развивающаяся в последнее время технология для создания гранулированных пленок нитрида ниобия – золь-гель-технология с последующим термическим нитридированием, позволяющая синтезировать качественные покрытия, отвечающие высоким требованиям современной техники, контролировать размеры сверхпроводящих гранул, и расстояние между ними в изоляционной матрице.

Здесь приводятся результаты комплексного исследования сверхпроводящих свойств гранулированных пленок $xNbN-(100-x)SiO_2$ (где x = 80 мол%) с толщинами от 450 до 1950 нм и влияния на особенности сверхпроводящего состояния сильного магнитного поля с целью выявления нетривиальных квантовых эффектов.

Начальный раствор xNb_2O_5 -(100-x)SiO₂ (где x = 80 мол%) представляет собой смесь тетраэтоксисилана (TEOS, Fluka) и хлорида ниобия (NbCl₅, Aldrich) с этанолом и ацетилацетоном в качестве комплексообразующего агента.

Раствор наносили на кварцевую подложку методом центрифугирования со скоростью 100 об./с. Подложки с нанесенной пленкой высушивались 24 часа при комнатной температуре и затем в муфельной печи при температуре 250 °С около часа. Данная процедура позволяет получить пленку толщиной 150 нм. Для получения пленок большей толщины процедуру необходимо повторить определенное количество раз. После получения покрытия xNb_2O_5 -(100–x)SiO₂ конечный слой подвергался нитридированию в среде аммиака при температуре 1200 °С. Более детально методика приготовления и структурные характеристики пленок NbN–SiO₂ описаны в работе [4, 5].



Рис. 1. АФМ топографическое изображение пленки xNb_2O_5 -(100-x)SiO₂ (x = 80 мол%). Максимальный размер кристаллитов – 100 нм.

Транспортные измерения проводились четырехзондовым методом в интервале температур 1.4–300 К, образцы представляли собой двойные холловские кресты. Измерения проводились как на постоянном токе, так и на переменном (50 нА, 13 Гц) в магнитном поле до 14 Т в стандартном гелиевом криостате Oxford Instruments. Направление транспортного тока I вдоль плоскости пленки
при соблюдении условия **I** \perp **H**. Величины критических магнитных полей H_{c2} определялись по середине резистивных переходов в точке $R = R_n/2$ (R_n – остаточное сопротивление перед сверхпроводящим переходом).

На рис. 2 приведены температурные зависимости сопротивления на квадрат для пленок с толщинами d = 450, 750, 1050, 1350, 1650 и 1950 нм. Все образцы до перехода в сверхпроводящее состояние демонстрируют отрицательный температурный коэффициент сопротивления. Критическая температура начала сверхпроводящего перехода T_{Conset} в нулевом магнитном поле увеличивается от 8.2 К до 10.8 К при увеличении толщины пленок от 750 до 1950 нм соответственно. Для образца толщиной 450 нм сверхпроводящий переход не наблюдается. Критические температуры, определенные по уровню $R_n/2$ примерно равны и составляют 4.5 К, в то время как T_{Conset} отличаются по величине и значительно выше. Размытие перехода и значительная разница в T_c и T_{onset} в отсутствие магнитного поля связаны с сильной разупорядоченностью и гранулярностью пленки.



Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления на квадрат для пленок 80%NbN – 20%SiO₂ разной толщины.



Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления пленки толщиной 1350 нм при разных значениях магнитного поля.

На рис. 3 представлены температурные зависимости сопротивления для образца с толщиной 1350 нм при разных значениях магнитного поля H, перпендикулярного плоскости пленки. Уже в слабых магнитных полях наблюдается сильное уширение резистивных переходов, которое интерпретируется в терминах диссипации энергии, связанной с движением вихрей – с крипом магнитного потока. Основанием для такой интерпретации является то, что в области малых сопротивлений зависимости R(T) имеют термоактивационный характер и могут быть представлены как $R = R_0 \exp(-U(H,T)/\kappa T)$, где U(H,T) – энергия активации [6]. На рис. 4 представлены зависимости R от 1/T при нескольких значениях магнитного поля для пленки d = 1350 нм.



Рис. 4. Сопротивление как обратная функция температуры при разных значениях магнитного поля 0.2, 0.5, 1, 2 и 3 Тл.

Измерены температурные зависимости магнетосопротивления для всех образцов. Определены значения верхних перпендикулярных критических полей для пленок *d* =1350 нм и 1650 нм, они равны и составляют – 4.4 Тл.

В сильных магнитных полях для образца d = 1350 нм наблюдаются характерные признаки индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник — изолятор: веерный набор кривых R(T) (см. рис. 3), пересечение кривых R(H) и отрицательное магнетосопротивление (рис. 5).



Рис. 5. Нормированное магнетосопротивление пленки d = 1350 нм при разных температурах.

Индуцированный магнитным полем переход сверхпроводник – изолятор в таких гранулированных системах объясняется в терминах теоретической модели для гранул, связанных слабой джозефсоновской связью [3]. Детальное сопоставление экспериментальных результатов и теоретических моделей будет опубликовано позже.

Работа поддержана грантом «Индуцированные магнитным полем фазовые переходы в магнитных и немагнитных наноструктурах» НАН Украины для молодых ученых (№15-2009).

- 1. Bantista J.J. // IEEE Trans. Mag. 21 (1985) 640.
- 2. Walker J.B. // IEEE Trans. Appl. 25 (1977) 885.

3. Beloborodov I.S., Lopatin A.V., Vinokur V.M., and Efetov K.B. // Rev. Mod. Phys. 79, (2007) 469.

4. Kościelska B., Jurga W. // J. Non-Cryst. Sol. 354 (2008) 4345.

5. Kościelska B., Winiarski A. // J. Non-Cryst. Sol. 354 (2008) 4349.

6. Malozemoff A.P., Yeshurun Yu., Krusin-Elbaum L., Worthington T.K., Cronemeyer D.C., Dinger T., Foltzberg T.R., McGuire T.R., Kes P.H. // High Temperature Superconductivity, World Scientific, Singapore, 1988, v. 9, p. 112.

All electrical detection of the stokes parameters of Infrared/Terahertz radiation

S.D. Ganichev

Terahertz center, University of Regensburg, Germany. e-mail: <u>sergey.ganichev@physik.uni-regensburg.de</u>

Terahertz (THz) physics and technology are on the frontiers of physics holding great promise for progress in various fields of science such as solid state physics, astrophysics, plasma physics and others. Furthermore, THz physics holds a great potential for applications in medicine, environmental monitoring, high-speed communication, security, spectroscopy of different materials, including explosives, etc. Areas of THz physics of high current interest are the development and application of coherent semiconductor sources, molecular gas lasers, ultrafast time-domain spectroscopy based on femtosecond near-infrared radiation pulses, as well as the development of novel detectors of laser radiation. An important characteristic of THz laser radiation is its state of polarization. The detection of the polarization state, in particular the orientation of the electric field vector of linear polarized radiation and/or the ellipticity of transmitted, reflected or scattered, light represents a powerful technique for analyzing the optical anisotropy of various media such as solids, solid surfaces, plasmas, and biological tissues. The established way to gain information about the polarization state is the use of optical elements, which allow determining optical path differences.

Here we review a new technique which allows one an all-electric fast room temperature detection of the Stokes parameters of laser radiation, with a bandwidth from the infrared to the terahertz range [1–3]. The method is based on the simultaneous measurements of circular (CPGE) and linear (LPGE) photogalvanic effects in semiconductor quantum well (QWs) structures of suitably low symmetry and provides the full characterization of laser beams. Detection of the plane of polarization of linearly polarized radiation applying LPGE in bulk GaAs crystals has been proposed by Andrianov et al. in 80's [4]. Observation of the CPGE in low dimensional structure served an access to radiation helicity and allowed measuring the ellipticity of THz laser radiation with sub-nanosecond time resolution. The detection principle has been shown applying doped GaAs-, SiGeand, most recently, HgTe-based QWs at room temperature. The detection of radiation polarization state is demonstrated for various low power and high power laser systems. A large spectral range has been covered applying cw and pulsed optically pumped molecular terahertz lasers, low-pressure cw, pulsed, and Q-switched CO₂ lasers, high-power pulsed transverse excited atmospheric pressure (TEA) CO₂ lasers, as well as free electron laser.

1. *Ganichev, S.D.* Subnanosecond Ellipticity Detector for Laser Radiation / S.D. Ganichev, J. Kiermaier, W. Weber, S.N. Danilov, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, D. Bougeard, G. Abstreiter, and W. Prettl // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 091101.

2. *Ganichev, S.D.* All-electric detection of the polarization state of terahertz laser radiation / S.D. Ganichev, W. Weber, J. Kiermaier, S.N. Danilov, D. Schuh, W. Wegscheider, Ch. Gerl, D. Bougeard, G. Abstreiter, W. Prettl // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 114504.

3. *Danilov, S.N.* Fast detector of the ellipticity of infrared and terahertz radiation based on HgTe quantum well structures / S.N. Danilov, B. Wittmann, P. Olbrich, W. Eder, W. Prettl, L.E. Golub, E.V. Beregulin, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretsky, V.A. Shalygin, N.Q. Vinh, A.F.G. van der Meer, B. Murdin, S.D. Ganichev // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 013106.

4. Andrianov, A.V. Fast device for measuring polarization characteristics of submillimeter and IR laser pulses / A.V. Andrianov, E.V. Beregulin, S.D. Ganichev, K.Yu. Gloukh, I.D. Yaroshetskii // Sov. Tech. Phys. Lett. 1988. V. 14. P. 580.

Field Effect Transistors for Terahertz Detection

W. Knap¹, N. Dyakonova¹, H. Videlier¹, S. Boubanga-Tombet¹, D. Coquillat¹, F. Teppe¹, K. Karpierz², J. Łusakowski²

¹ CNRS & Université Montpellier 2, Place E. Bataillon 34095 Montpellier, France. ² Institute of Experimental Physics, University of Warsaw, 00-681 Warsaw, Poland.

e-mail: knap.wojciech@gmail.com

Introduction. A field effect transistor (FET) can act as a resonator for plasma waves propagating in the channel. The plasma frequency of this resonator depends on its dimensions and for gate lengths of a micron and sub-micron (nanometer) size can reach the Terahertz (THz) range. The interest in the applications of FETs for THz spectroscopy started at the beginning of 90s with the pioneering theoretical work of Dyakonov and Shur [1] who predicted that a steady current flow in a FET channel can become unstable against generation of the plasma waves. These waves can, in turn, lead to the emission of the electromagnetic radiation at the plasma wave frequency. This work was followed by another one where the same authors have shown that the nonlinear properties of the 2D plasma in the transistor channel can be used for detection of THz radiation [2]. THz emission in the nW power range from submicron GaAs and GaN FETs has been observed both at cryogenic as well as at room temperatures [3-5]. At the moment, FET based THz microsources can not compete with existing Quantum Cascade Lasers or Time Domain Spectroscopy sources. It appeared, nevertheless, that THz detection by FETs can be very promising and close to practical applications: for the room temperature broadband THz detection and imaging.

The possibility of the detection is due to nonlinear properties of the transistor, which lead to the rectification of the ac current induced by the incoming radiation. As a result, a photoresponse appears in the form of a dc voltage between source and drain which is proportional to the radiation intensity (photovoltaic effect) [6, 7]. Here we present an overview of only a few recent results concerning THz detection in high magnetic fields and detection by Silicon MOSFETs.

Detection in quantizing magnetic fields. The photovoltaic detection signal in InGaAs/InAlAs FETs was investigated as a function of the gate voltage and magnetic field. Oscillations analogous to the Shubnikov-de Haas oscillations as well as their strong enhancement at the cyclotron resonance were observed [8, 9]. Indeed, according to this theoretical work, the detection signal from FET should have a strong oscillating component resulting from the Landau quantization. In the gated region of the channel, the plasma waves can propagate only if the cyclotron resonance frequency is lower than the radiation frequency. In the opposite case the plasma oscillations rapidly decay. These two effects should manifest themselves in the photoresponse under magnetic field as it is seen in the Fig. 1 where the experiment and theory are compared. The theory describes correctly the influence of cyclotron resonance and Shubnikov - de Haas effects on the photoresponse. One can note also that in the low carrier density case the enhancement of the signal at the cyclotron resonance condition is observed. This phenomenon can lead to a new class of THz detectors - selective and magnetic field tunable plasma wave detectors.



Fig. 1. a) Top: experimental photoresponse as a function of the magnetic field for Vg = 0.1 V – high carrier density, at 4.2 K. Bottom: calculations using Eq. (1) of Ref. 23. b) Same as in a) for lower electron density (Vg = -0.125 V).

Detection by Si-MOSFETs. We studied sub-THz detection by silicon FETs. In this particular material, because of low electron mobility and relatively low incident frequency, plasma waves in the channel are overdamped. As it was shown theoretically in this case the nonresonant detection depends on one parameter: the characteristic length of the charge distribution decay l_c [7]. When we assume the THz excitation only on the source side, the photoinduced voltage is given by

$$U(x) = \frac{U_a^2}{4U_0} \left[1 - \exp(-2x/l_c) \right]$$
(1)

where x is the distance from the source, U(x) is the dc voltage generated by THz rectification, U_a is the amplitude of the ac modulation due to the incident THz radiation on the source side, U_0 is the gate voltage swing, l_c is the length that characterizes the exponential decay of the plasma density perturbation and ac voltage (and current) with distance x from the source. It can be written as $l_c = s(2\tau/\omega)^{1/2}$ with the plasma

waves velocity $s = (eU_0 / m)^{1/2}$.

In the case of short gate transistors, $L_g \ l_c$, the ac current induced by the incident radiation goes through the gate-to-channel capacitance practically uniformly on the whole gate length, and only a part of the photoresponse dc voltage is built up. In this case the total measured voltage is expected to depend on the gate length. On the opposite, in the case of long gate transistors with $L_g \ l_c$, the ac current will leak to the gate before it achieves the drain, and the photoresponse is builded up. One expects that the total measured voltage does not depend on the gate length.

We studied fully depleted nMOS transistors fabricated on biaxially strained SOI. Studied devices had the channel width $W_g = 10 \ \mu\text{m}$. The gate length, L_g was in the range from 50 nm to 500 nm. The channel depletion threshold voltage was near 0.2 V, and channel resistance decreases linearly with its length. The photoresponse measurements were performed using a Back Wave Oscillator at 230 GHz with output power of a few mW. Electric field of the incoming radiation was polarized in parallel to the source-drain direction;



Fig. 2. Photoresponse of Si-MOSFETs as a function of the gate length.

the open-circuit source drain voltage was measured using a lock-in technique. All measurements were done at room temperature. Fig. 2 shows the photoresponse of the FETs with different gate lengths. The black points are experimental values of photoresponse, taken in the range of the gate voltage swing where signal is in $1/U_0$ shape (broadband-detection theory). The solid curve is a calculation using Eq. 1 with a fixed critical length $l_c = 100$ nm. One can see that the theoretical estimation is in a good agreement with experimental results.

In conclusion, we established, that for this type of detection (broadband low frequency regime) one can observe two regions of detection : i) for short gate signal increases with the gate length and ii) for long gates signal saturates at constant maximal value. Our results show also that to obtain the maximal detection the gate length should be at least 2–3 times the characteristic plasma damping critical length l_c . The results allow predicting the parameters for the THz de-

tectors based on Si-MOSFETs technology. Because of their competitive NEP and their fast modulation frequency, these improved detectors could be used in arrays for real time imaging applications at room temperature (THz camera) [10].

Acknowledgment. We thank M. Dyakonov for help in experiments and interpretation of the results. All Si MOSFETs studied in this work were produced by ST Microelectronics; we aknowledge collaboration and scientific discussions with project officer T.Skotnicki. We acknowledge the Region of Languedoc-Roussillon through the "Terahertz Platform" project and the European Union Grant No. MTKD-CT-2005-029671. This work has been supported also by PHC SAKURA "Research and Development of Terahertz Plasma-wave Transistors". The work at the Tohoku University was supported by the SCOPE Program from the MIC, Japan, and by the Grant in Aid for Basic Research (S) from the JSPS, Japan.

1. *Dyakonov M.I., Shur M.S.* Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current / Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 246.

2. *Dyakonov M.I., Shur M.S.* Plasma wave electronics: novel terahertz devices using two dimensional electron fluid / IEEE Trans. Electron Devices. 1996, V. 43. P. 380.

3. Knap W., Łusakowski J., Parenty T., Bollaert S., Cappy A., Popov V.V., Shur M.S. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors / Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. P. 3523.

4. Dyakonova N., Teppe F., Łusakowski J., Knap W., Levinshtein M., Dmitriev A.P., Shur M.S., Bollaert S., Cappy A. Magnetic field effect on the terahertz emission from nanometer InGaAs/AlInAs high electron mobility transistors / J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 4313.

5. Dyakonova N., El Fatimy A., Łusakowski J., Knap W., Dyakonov M.I., Poisson M.A., Morvan E., Bollaert S., Shchepetov A., Roelens Y., Gaquiere C., Theron D. and Cappy A. Room temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors / Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 141906.

6. Knap W., Teppe F., Dyakonova N., Coquillat D., Łusakowski J. Plasma wave oscillations in nanometer field effect transistors for terahertz detection and emission / J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 384205.

7. Knap W., Dyakonov M., Coquillat D., Teppe F., Dyakonova N., Łusakowski J., Karpierz K., Valusis G., Seliuta D., Kasalynas I., El Fatimy A., Otsuji T. Field Effect Transistors for Terahertz Detection: Physics and First Imaging Applications / J. Infrared Milli Terahz Waves. 2009. V. 30. P. 1319.

8. Boubanga-Tombet S., Sakowicz M., Coquillat D., Teppe F., Dyakonova N., Knap W., Karpierz K., Łusakowski J. Terahertz Detection by Field Effect Transistor in High Magnetic Fields: Influence of Shubnikov – de Haas and Cyclotron Resonance Effects / Appl. Phys. Lett. 2009. P. 95. P. 072106.

9. Lifshits M., Dyakonov M. Photovoltaic effect in a gated two-dimensional electron gas in magnetic field / Phys. Rev. B. 2009. V. 80. P. 121304.

10. Lisauskas A., Pfeiffer U., Ojefors E., Haring Bolivar P., Glaab D., Roskos H.G. Rational design of highresponsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors / J. Appl. Phys. 2009. V. 105. P. 1.

Возбуждение плазмонных резонансов в экранированной двумерной электронной системе с боковыми контактами

В.В. Попов, О.В. Полищук

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Саратовский филиал) РАН, 410019 Саратов. e-mail: popov@soire.renet.ru

Плазменные колебания в двумерном электронном газе (2МЭГ) в полупроводниковых гетеропереходах с управляющим затворным электродом (так называемые подзатворные плазмоны) могут быть использованы для создания миниатюрных частотно-селективных электрически перестраиваемых детекторов терагерцового (ТГц) излучения. При малой толщине подзатворного диэлектрика спектр подзатворных плазмонов имеет вид [1]

$$\omega_p = \left(\frac{eU_0}{m^*}\right)^{1/2} q, \qquad (1)$$

где ω_p и q – соответственно частота и волновой вектор подзатворного плазмона, e и m^* – соответственно заряд и эффективная масса электрона в 2МЭГ, U_0 – разность между затворным напряжением и пороговым напряжением полного обеднения 2МЭГ. Волновой вектор плазмона определяется эффективной длиной подзатворного плазмонного резонатора, которая, в свою очередь, задается геометрической длиной затворного электрода l.

Возбуждение сильных электрических полей в 2МЭГ при плазмонном резонансе приводит к усилению различных типов нелинейностей в 2МЭГ, что может быть использовано для перестраиваемого по частоте детектирования ТГц-излучения. Одним из перспективных механизмов нелинейности при плазмонном резонансе в 2МЭГ является гидродинамическая нелинейность [1]. Детектирование ТГц-излучения при плазмонном резонансе в транзисторных структурах с 2МЭГ было экспериментально продемонстрировано в работах [2, 3]. Ввиду того, что фазовая скорость плазмонов значительно (до двух порядков величины) превосходит скорость переноса носителей заряда в 2МЭГ, плазмонные детекторы демонстрируют гораздо более высокое быстродействие по сравнению с электронными детекторами [4].

Выражение (1) определяет частоту плазмонного резонанса в зависимости от величины затворного напряжения в отсутствие потерь. Широкий диапазон электрической перестройки частоты детектирования делает плазмонный тип детектора чрезвычайно привлекательным, например, для создания электрически перестраиваемого спектрометра на основе единого микрочипа. Кроме широкого диапазона частотной перестройки, важным параметром является ширина плазмонного резонанса, определяющая селективность детектора и, как следствие, разрешающую способность спектрометра на основе такого детектора. Ширина линии плазмонного резонанса определяется всеми возможными механизмами затухания плазмонов в структуре с 2МЭГ. Вклад электронного рассеяния в полную ширину линии плазмонного резонанса (на уровне половинной высоты резонанса) равен $1/2\pi\tau$, где τ – время электронной релаксации, и может составлять 0.01÷0.1 THz при температуре 4÷77 К в 2МЭГ с высокой подвижностью электронов.

До настоящего времени подзатворные плазмонные резонансы наблюдались в основном в серийных высокочастотных гетеротранзисторах с 2МЭГ, имеющих короткий (с длиной порядка 50-200 нм) затворный электрод и расстояние межлу боковыми контактами истока и стока порядка одного микрона [2, 3]. Интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных резонансов в таких структурах крайне мала вследствие акустической (квадрупольной) природы подзатворных плазмонных мод [5, 6]. Поэтому подзатворные плазмонные резонансы не проявляются в спектре ТГцпоглощения транзистора на фоне гораздо более сильного поглощения, связанного с резонансами межконтактных плазмонов (имеющих гораздо большую силу осциллятора) и друдевским поглощением на длинных подводящих участках 2МЭГ [7]. В то же время подзатворные плазмонные резонансы можно наблюдать в спектрах ТГцфотоотклика транзистора. Поскольку наводимая падающей ТГц-волной фото-ЭДС связана с нелинейными свойствами подзатворного участка 2МЭГ, возбуждение подзатворных плазмонных резонансов приводит к соответствующим резонансным пикам в спектре ТГц-фотоотклика транзистора [2, 3]. В работе [3] было экспериментально продемонстрировано, что ширина линии подзатворного плазмонного резонанса в спектре ТГцфотоотклика гетеротранзистора с 2МЭГ на порядок величины превышает вклад, определяемый электронным рассеянием. Указанное уширение линии подзатворного плазмонного резонанса может быть объяснено рассеянием подзатворных плазмонов на границах подзатворного участках электронного канала с возбуждением межконтактных плазмонов на длинных подводящих участках электронного канала (межмодовое плазмонплазмонное рассеяние) [5, 8]. Естественно, что такое гигантское уширение линии плазмонного резонанса ставит под вопрос высокую потенциальную частотную селективность ТГц-детекторов на плазмонном резонансе.

В данной работе теоретически показано, что интенсивность возбуждения подзатворных плазмонных резонансов значительно возрастает, если весь участок 2МЭГ между боковыми контактами экранирован затворным электродом (см. врезку на рис. 1). При этом ширина линии плазмонного резонанса сильно сужается до величины, определяемой электронным рассеянием в 2МЭГ.

Спектр плазмонного поглощения ТГц-волны в рассматриваемой структуре вычислялся с использованием строгого электродинамического подхода, развитого в [7], при параметрах, характерных для гетероструктуры InAlAs/InGaAs/InP и геометрических размерах L = 4 мкм, d = 40 нм. Электрическое поле нормально падающей на структуру ТГц-волны поляризовано поперек полоски затворного электрода (т. е. вдоль направления исток - сток). В рамках указанного подхода диссипация энергии плазмонов в 2МЭГ учитывается с помощью задания феноменологического времени электронной релаксации $\tau = 2.3 \cdot 10^{-12}$ с в выражении для высокочастотной друдевской проводимости 2МЭГ, а радиационное затухание плазмонов учитывается самосогласованным образом в уравнениях электродинамики.



Рис. 1. Частотная зависимость характеристической длины поглощения экранированного 2МЭГ, ограниченного боковыми контактами при различной степени экранирования. Штриховая кривая соответствует случаю неограниченного 2МЭГ (без боковых контактов) при l = 4 мкм.

На рис. 1 приведена зависимость характеристической длины поглощения структуры от частоты падающей ТГц-волны. При длине затвора значительно короче длины всего участка 2МЭГ между контактами стока и истока ($l \ll L$) возникает широкая линия поглощения, связанная с возбуждением межконтактных плазменных колебаний [7] на всей длине 2МЭГ на участке сток – исток (кривая, соответствующая l = 200 нм на рис. 1). Поскольку вклад электронного рассеяния в ширину линии плазмонного резонанса составляет $1/2\pi\tau \approx$ ≈ 0.08 ТГц, практически вся ширина линии резонанса межконтактных плазмонов ($\Delta f \sim 0.65$ ТГц) определяется в основном радиационным уширением резонанса. С увеличением длины затворного электрода линия резонанса сдвигается в сторону низких частот за счет усиления экранирования плазменных колебаний затворным электродом и значительно сужается. При этом интенсивность основного плазмонного резонанса возрастает более чем в три раза. Кроме этого, появляются достаточно интенсивные высшие плазмонные резонансы. В структуре с полностью экранированным $2M \Im \Gamma$ ($l \approx L$) ширина линии резонанса сужается до величины $1/2\pi\tau$, определяемой электронным рассеянием в $2M \Im \Gamma$. Заметим, что в отсутствие боковых контактов интенсивность возбуждения плазмонных резонансов оказывается значительно меньшей (штриховая кривая на рис. 1).

Высокая эффективность возбуждения основного и высших подзатворных плазмонных резонансов в полностью экранированном 2МЭГ с боковыми контактами связана с тем, что симметрия распределения осциллирующих зарядов, наведенных внешней ТГц-волной на ребрах металлических контактов структуры, полностью соответствует симметрии распределения осциллирующих зарядов в подзатворной плазмонной моде (см. вставку на рис. 1).

Работа выполнена в рамках Европейского научного объединения «Полупроводниковые источники и детекторы в области терагерцовых частот» при поддержке РФФИ (гранты 08-02-92497 и 09-02-00395) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *Dyakonov*, *M*. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electron fluid / M. Dyakonov, M. Shur // IEEE Trans. Electron Devices. 1996. V. 43, № 3. P. 380–387.

2. *Knap*, *W*. Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor / W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.-Q. Lü, M.S. Shur, C.A. Saylor, L.C. Brunel // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80, № 18. P. 3433–3435.

3. *El Fatimy, A.* Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors / A. El Fatimy, F. Teppe, N. Dyakonova, W. Knap, D. Seliuta, G. Valušis, A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, S. Rumyantsev // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89, N° 13. P. 131926 (1–3).

4. Муравьев, В.М. Миллиметровое/субмиллиметровое смешивание на основе нелинейного плазмонного отклика двумерных электронных систем / В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, вып. 3. С. 216–221.

5. *Popov*, *V.V.* Resonant excitation of plasma oscillations in a partially gated two-dimensional electron layer / V.V. Popov, O.V. Polischuk, M.S. Shur // J. Appl. Phys. 2005. V. 98, № 3. P. 033510 (1–7).

6. *Popov*, *V.V.* Higher-order plasmon resonances in gan-based field-effect transistor arrays / V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, D.V. Fateev, M.S. Shur // Int. J. High Speed Electronics and Systems. 2007. V. 17, № 3. P. 557–566.

7. *Popov*, *V.V.* Tuning of ungated plasmons by a gate in the field-effect transistor with two-dimensional electron channel / V.V. Popov, A.N. Koudymov, M. Shur, O.V. Polis-chuk // J. Appl. Phys. 2008. V. 104, № 2. P. 024508 (1–6).

8. *Popov*, *V.V.* Broadening of the plasmon resonance due to plasmon-plasmon intermode scattering in terahertz high-electron-mobility transistors / V.V. Popov, O.V. Polischuk, W. Knap, A. El Fatimy // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93, № 26. P. 263503 (1–3).

GaN/AlGaN nanometer transistors as a voltage-tunable room temperature Terahertz sources

A. El Fatimy^{1,2}, N. Dyakonova³, Y. Meziani⁴, T. Otsuji¹, D. Coquillat³, W. Knap³, F. Teppe³,
 S. Vandenbrouk⁵, K. Madjour⁵, D. Théron⁵, and C. Gaquiere⁵, M.A. Poisson⁶, S. Delage⁶

¹RIEC, Tohoku University, 211Katahira, Aobaku, Sendai 9808577, Japan.

²Cardiff School of Physics and Astronomy, Cardiff University, Cardiff, United Kingdom.

³Groupe d'Etude des Semiconducteurs, UMR CNRS 5650, Université Montpellier 2, Montpellier, France.

⁴Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Pza. de la Merced s/n, Edificio Trilingüe, Salamanca, Spain.

6Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, UMR CNRS 8520, Villeneuve d'Acsq, France.

⁵Thalès, Thales Research and Technology, Orsay, France.

email: ndiakonova@univ-montp2.fr.

Mechanism for tunable terahertz emission in a field effect transistor was proposed by Dyakonov and Shur [1, 2]. They have shown that the electron flow in the channel should be unstable because of plasma wave amplification due to reflection from the device boundaries. Recently the theory has been extended to the two-dimensional case [3]. It was found that the dominant instability modes correspond to waves propagating in the direction perpendicular to the current and localized near the boundaries resulting in a broad frequency spectrum.

Exerimental studies were carried out to observe the dependence of the emission frequency on the gate bias both at 4,2 K and at room temperature [4, 5]. According to the theory terahertz emission appeared in a threshold manner; however no frequency tunability by the gate bias was observed.

In this work we present experimental results on the terahertz emission from AlGaN/GaN-based high electron mobility transistors at room temperature, which clearly show the tuneability emission frequency by the gate voltage.

The samples are based on GaN/AlGaN heterostructures grown by MOCVD method. More details about samples can be found in Ref [5]. The gate layout of HEMTs had a T-shape with a gate width $2 \times 100 \,\mu$ m, the gate length (Lg) was 250 nm. The threshold voltage was $V_{th} = -4.8 \,\text{V}$. The gate of sample was covered by the field plate (see inset in Fig. 1). The field plate has been deposited between gate and drain terminals and was connected to the gate at the gate pad.



Fig. 1. Output characteristic and the emission intensity at gate biase V_{gs} –1 V. Inset: schematics of the sample with gate covered by a field plate.

The measurements were carried out at room temperature. The emission signal was excited by square source-drain voltage pulses with pulse frequency 30 Hz and duty cycle 0.5, the source-gate voltage being constant.

The registration of the emission was performed by high sensitive 4 K Silicon bolometer whose frequency range of 0.2–4.5 THz was determined by incorporated filters. The integrated radiation has been measured by placing the sample directly in front of the bolometer. For the spectral analysis of the radiation a Fourier transform spectrometer under vacuum has been used.

Figure 2 shows both the integrated emission and the output characteristics measured simultaneously as function of the drain- source bias. One can see that the emission appears in a threshold-like manner, and is accompanied by a drop of the drain current. It should be noted that the emission exists in a limited range of V_{gs} values, which depends on the drain to source bias.

Emission spectra are shown on the inset of Fig. 2. While fixing the drain bias at $V_{ds} = 4$ V, the gate bias was changed from -3.5 V to 0 V. One can see that the emission maxima are considerably shifted (from 0.75 to 2.1 THz). The position of the maxima of emission spectra as a function of the gate voltage is presented in Fig. 2.



Fig. 2. Position of emission spectrum as a function of gate bias for GaN/AlGaN transistor at drain to source voltage $V_{ds} = 4$ V. Solid line is calculation using Eqs. 1 and 2. Inset: Emission spectra for GaN/AlGaN transistor at $V_{ds} = 4$ V, gate bias being varied from -3.5 V to 0.

As it has been shown by Dyakonov and Shur [1, 2] plasma waves can be excited if the drain current exceeds a certain threshold value. The required boun-

dary conditions, ideally, correspond to a zero gatesource impedance and infinite gate-drain impedance. As it has been calculated in [3] such conditions can be approached near saturation.

The fundamental frequency of plasma waves is given by:

$$f = \frac{1}{4} \frac{s}{L_{eff}} (1 - \frac{v^2}{s^2}) , \qquad (1)$$

where $s = (eU_0/m)^{1/2}$ is the plasma wave velocity, *e* is the electron charge, v is the electron drift velocity, *m* is the effective electron mass ($m = 0.2 m_0$, where m_0 is the free electron mass) and U_0 is the gate-to-channel voltage swing. In our gate bias range the ratio v^2/s^2 is small and can be neglected. The effective gate length is the length of the channel controlled by the gate. It depends on the gate-to-channel separation *d*, and can be estimated as [6]: $L_{eff} = L_g + 2d$, where L_g is the geometric gate length and *d* is the thickness of the wide band barrier layer.

The dependence of the fundamental frequency on the gate bias given by Eq. (1) is presented by lines in Fig. 2. One can see that the theoretical curve fits perfectly well the experimental points.

Thus, the main features of the observed THz emission are: (i) it appears at a certain drain bias in a threshold-like manner; (ii) the radiation frequency corresponds to the lowest fundamental plasma mode in the gated region of the transistor and (iii) the radiation frequency is tuned by the gate bias which modifies velocity s of plasma waves.

In previous experiments [5], the observed THz emission did not show tunability by the gate bias neither at room temperature, nor at 4 K. We believe that there might be several reasons for that. First, previously the gate bias range was not large enough to see a noticeable shift of the radiation maximum. Second, it is possible that the plasma wave excitation is favored by the presence of the field plate covering the gate on the drain side. Generally, the field plate is used to increase the breakdown voltage in high power FETs through the expansion of the depletion region toward the drain contact and the weakening of the surface trap effects at the drain side [7]. The boundary conditions needed for the plasma wave excitation could also be affected.

Recently the theory of Dyakonov and Shur has been extended to the two-dimensional case [3]. It was found that the dominant instability modes correspond to waves propagating in the direction perpendicular to the current and localized near the boundaries. This new type of instability should result in plasma turbulence with a broad frequency spectrum. One could suppose that changing the boundary conditions on the drain side of the gate by using the field plate the instability modes could be changed from one type to another.

In summary, we present experimental results on the Terahertz radiation from high electron mobility transistors at room temperature, which clearly show the tunability of the emission frequency by the gate voltage. The characteristic features of this emission are consistent with the Dyakonov-Shur theory of plasma wave instability in the two dimensional gated electron gas.

Acknowledgement. This work was supported by the SCOPE Programme from the MIC, Japan, the Grant in Aid for Scientific Research (S) from the JSPS, Japan, Ramon Y Cajal program in Spain and Spanish MICINN through grant Number/Reference TEC2008-02281, region of Languedoc-Roussillon "Terahertz Platform", GDR-E "Terahertz Sources and Detectors", ANR program TeraGaN, and "Sakura" exchange program. We thank M. I. Dyakonov for valuable discussions.

1. *Dyakonov M. and Shur M.* Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2465–2468.

2. Dyakonov M. and Shur M. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertzradiation by twodimensional electronic fluid // IEEE Transactions on El. Dev. 1996. V. 43, № 3. P. 1–8.

3. *Dyakonov M.* Boundary instability of a twodimensional plasma // Semiconductors, 2008. V. 42, № 8. P. 984–988.

4. Dyakonova N., Teppe F., Lusakowski J., Knap W., Levinshtein M., Dmitriev A. P., Shur M. S, Bollaert S., and Cappy A. Magnetic field effect on the terahertz emission from nanometer InGaAs/AlInAs high electron mobility transistors // J. Appl. Phys. 2005. V. 97, № 11. P. 4313.

5. Dyakonova N., El Fatimy A., Lusakowski J., Knap W., Dyakonov M.I., Poisson M.-A., Morvan E., Bollaert S., Shchepetov A., Roelens Y., Gaquiere Ch., Theron D., and Cappy A. Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors // Appl. Phys. Lett. 88, 141906, 2006.

6. *Knap W., Lusakowski J., Parenty T., Bollaert S., Cappy A. and Shur M.S.* Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors // Appl. Phys. Lett. 2004, V. 84. P. 2331.

7. *Lee J.-W., Kuliev A.S., and Adesida I.* Short-Channel AlGaN/GaN Field-Plated High-Electron-Mobility Transistors for X-Band High Power Operation // Japanese Journal of Applied Physics. 2008. V. 47, № 3. P. 1479–1483.

Terahertz stimulated emission due to electronic Raman scattering in natural Si:P and isotopically enriched ²⁸Si:P silicon

S.G. Pavlov¹, V.N. Shastin², N.V. Abrosimov³, R.Kh. Zhukavin², U. Böttger¹, R. Eichholtz¹, H. Riemann³, B. Redlich⁴, H.-J. Pohl⁵, and H.-W. Hübers^{1,6}

¹ Institute of Planetary Research, German Aerospace Center, Rutherfordstr. 2, Berlin, Germany.

- ³ Leibniz Institute of Crystal Growth, Max-Born-Str. 2, Berlin, Germany,
- ⁴ FOM-Institute for Plasma Physics, 3439 MN Nieuwegein, The Netherlands.
 - ⁵ VITCON Projectconsult GmbH, Dornbluthweg 5, Jena, Germany

⁶ Institut für Optik und Atomare Physik, Technische Universität Berlin, Hardenbergstr. 36, Berlin, Germany.

e-mail: sergeij.pavlov@dlr.de

Silicon-based semiconductors are intensively investigated over the past years as candidates for optoelectronic devices at terahertz (THz) frequencies [1]. Silicon as a material for optical components offers high thermal conductivity, outstanding dielectric properties of its native oxide, and very low optical loss in the THz spectral range. Intersubband transitions in silicon-based heterostructures [2, 3], intracenter transitions in bulk silicon [4, 5] and lowdimensional structures [6, 7] have been explored for development of silicon-based THz radiation sources.

Two types of optically pumped silicon lasers have been realized so far in the THz range. Direct optical transitions between shallow levels of group-V donors have been successfully used for silicon donor lasers operating under pumping by mid-infrared lasers at low lattice temperatures [4, 8, 9]. Stimulated inelastic scattering of light on donor centers has been used for realization of THz intracenter Raman lasers in silicon doped by hydrogen-like donor centers [10, 11].

Here we report the first observation of a THz stimulated emission based on electronic Raman-type light scattering in isotopically enriched silicon doped by phosphorus (²⁸Si:P).

The major goal of this study was to investigate influence of "ideal" lattice of isotopically-pure silicon crystal on the stimulated Raman scattering and related THz laser emission. It was supposed that significant reduction of isotope-induced anharmonic decay rates in isotopically enriched silicon will cause significantly longer life times for higher-energy nonequilibrium phonons accompanying intracenter electronic decay and electronic Raman scattering processes.

The experiment has been performed at the Infrared FEL User Facility of the FOM-Institute for Plasma Physics in the Netherlands in the setup arrangement (Fig. 1) similar to that in Ref. [11]. Float-zone grown silicon crystal enriched to the 99.995% of ²⁸Si was obtained as a spin-off of the Avogradro Project [12, 13] and doped by phosphorus to ~ 4×10^{15} cm⁻³ in the Institute of Crystal Growth, Germany.

Broad-band stimulated emission (5.0–6.1 THz) has been obtained when ²⁸Si:P sample was pumped by photons corresponding to intracenter excitation between the $2p_0$ and $2p_{\pm}$ donor states, pump photon energy is 34–39 meV (Fig. 2). Laser threshold lies in the range from 10^{24} to 10^{25} photons cm⁻² s⁻¹ increasing far from the resonant pumping in the donor states.



Fig. 1. Layout of experiment: 1 - FEL pump power attenuator, 2 - silicon sample, 3 - THz filters, 4 - Ge:Ga cooled photodetectors, 5 - cube interferometer.



Fig. 2. ²⁸Si:P laser emission spectra for different pump photon energies.

² Institute for Physics of Microstructures, RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod.

In the degenerate case of resonant pumping in the $2p_0$ donor state, the Stokes lasing is blue-shifted from the "donor" lasing on the $2p_0 \rightarrow 1s(E)$ phosphorus transition (Fig. 2). The continuous tunability of the Raman ²⁸Si:P laser distinguishes this medium from the Raman Si:P laser [11] where the THz stimulated emission has been observed only under quasi-resonant pumping, i.e. in close vicinity to the excited donor states, $2p_0$ and $2p_{\pm}$ (Fig. 3).



Fig. 3. Overview of spectral coverage by the THz intracenter Raman silicon lasers.

The Stokes shift of the laser frequency is 3.16 THz and is determined by the Raman-active $1s(A_1)-1s(E)$ transition [14] of phosphorus donor.

In conclusion, we have demonstrated stimulated Stokes emission from a Raman laser in isotopicallyenriched silicon crystals doped by phosphorus donors. The Stokes shift coincides for both, the natural and monoisotopic silicon matrices of the Raman Si:P laser. Raman lasing has been found in a broad frequency range that confirms preference of the isotopically enriched lattice over natural one for maintaining of stimulated scattering of mid-infrared light in silicon. The lowest laser threshold was obtained for pumping in vicinity of the $2p_0$ state.

This work was partly supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG Project 436 RUS 113/937/0-1), by the Russian Foundation for Basic Research (RFBR-DFG 08-02-91951, RFBR 08-02-00333, 09-02-97031), Russian Federal Agency of Education through State Contract P-1432 under the Program of Scientific and Educational personnel of Russia, and the European Commission through the Research Infrastructure Action under the FP6 "Structuring the European Research Area" Programme through the Integrated Infrastructure Initiative "Integrating Activity on Synchrotron and Free Electron Laser Science". We acknowledge the support by the Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie (FOM) in providing the required beam time on FE-LIX and highly appreciate the skilful assistance by the FELIX staff.

1. Borak A. Towards bridging the terahertz gap with silicon-based lasers / Science. Perspectives. 2005. V. 308, N_{P} 5722. P. 638–639.

2. Lynch S.A. Towards Silicon-Based Lasers for Terahertz Sources / S.A. Lynch, D.J. Paul, P. Townsend, G. Matmon, Z. Suet, R.W. Kelsall, Z. Ikonic, P. Harrison, J. Zhang, D.J. Norris, A.G. Cullis, C.R. Pidgeon, P. Murzyn, B.N. Murdin, M. Bain, H.S. Gamble, M. Zhao and W.-X. Ni // IEEE JSTQE. 2006. V. 12. Issue 6. P. 1570–1578.

3. Lever, L. Simulated [111] Si–SiGe terahertz quantum cascade laser / L. Lever, A. Valavanis, Z. Ikonić, and R.W. Kelsall // Appl. Phys. Lett. V. 92, Issue 2. 021124 (2008).

4. Hübers, H.-W. Terahertz lasers based on germanium and silicon / H.-W. Hübers, S.G. Pavlov and V.N. Shastin // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20. Special Issue 7: Photonic Terahertz Technology. P. S211–S221.

5. Lv P.-C. Electroluminescence at 7 terahertz from phosphorus donors in silicon / P.-C. Lv, R.T. Troeger, T.N. Adam, S. Kim, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, and M.S. Kagan // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. Issue 1. P. 22–24.

6. Altukhov I.V. Towards $Si_{1-x}Ge_x$ quantum-well resonant-state terahertz laser / I.V. Altukhov, E.G. Chirkova, V.P. Sinis, M.S. Kagan, Yu.P. Gousev, S.G. Thomas, K.L. Wang, M.A. Odnoblyudov, and I.N. Yassievich // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. Issue 24. P. 3909–3911.

7. Lynch S.A. Intersubband electroluminescence from Si/SiGe cascade emitters at terahertz frequencies / S.A. Lynch, R. Bates, D.J. Paul, D.J. Norris, A.G. Cullis, Z. Ikonic, R.W. Kelsall, P. Harrison, D.D. Arnone and C.R. Pidgeon // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. Issue 9. P. 1543–1545.

8. Pavlov S.G. Stimulated emission from donor transitions in silicon / S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, and H. Riemann // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. Issue 22. P. 5220– 5223.

9. Shastin V.N. Stimulated THz emission from group-V donors in silicon under intracenter photoexcitation / V.N. Shastin, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, S.G. Pavlov, M.H. Rümmeli, H.-W. Hübers, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, H. Riemann, I.V. Bradley, and A.F.G. van der Meer // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. Issue 19. P. 3512–3514.

10. Pavlov S.G. Stimulated terahertz Stokes emission of silicon crystals doped with antimony donors / S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, J.N. Hovenier, T.O. Klaassen, D.A. Carder, P.J. Phillips, B. Redlich, H. Riemann, R.Kh. Zhukavin, and V.N. Shastin // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Issue 3. P. 037404.

11. Pavlov S.G. Terahertz Raman laser based on silicon doped with phosphorus / S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, U. Böttger, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin, J.N. Hovenier, B. Redlich, N.V. Abrosimov, and H. Riemann // Appl. Phys. Lett. 2008. Issue 9. V. 92. P. 091111.

12. Becker, P. Large-scale production of highly enriched 28Si for the precise determination of the Avogadro constant / P. Becker, D. Schiel, H.-J. Pohl, A.K. Kaliteevski, O.N. Godisov, M.F. Churbanov, G.G. Devyatykh, A.V. Gusev, A.D. Bulanov, S.A. Adamchik, V.A. Gavva, I.D. Kovalev, N.V. Abrosimov, B. Hallmann-Seiffert, H. Riemann, S. Valkiers, P. Taylor, P. De Bièvre and E.M. Dianov // Meas. Sci. Technol. 2006. V. 17. P. 1854–1860.

13. *Riemann H.* Doping of Silicon Crystals with Bi and other Volatile Elements by the Pedestal Growth Technique / *H. Riemann, N.V. Abrosimov, N. Nötzel* // ECS Transactions. 2006. V. 3, № 4. P. 53–59.

14. Wright G.B. Raman scattering from donor and acceptor impurities in silicon / G.B. Wright and A. Mooradian // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18, № 15. P. 608–610.

Гигантское резонансное усиление нелинейного оптического отклика метаматериалов на основе «одетых» наночастиц

А.А. Жаров¹, Н.А. Жарова²

¹Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород 603950, ГСП-105. ²Институт прикладной физики РАН, ул.Ульянова 46, Нижний Новгород 603950. e-mail: zharov@ipm.sci-nnov.ru

В докладе показана возможность гигантского резонансного усиления нелинейного кубичного оптического отклика в метаматериалах, выполненных на основе так называемых «одетых» наночастиц, представляющих собой частицы нелинейного диэлектрика, покрытые металлической оболочкой. Такие наночастицы поддерживают два собственных квазистатических плазмона дипольного типа на разных частотах, зависящих от соотношения полного радиуса наночастицы и толщины металлической оболочки. Показано, что гигантское усиление нелинейности (на несколько порядков по сравнению с нелинейностью диэлектрика в коре наночастиц) имеет место при выполнении условий двукратного резонанса, при которых световая волна фундаментальной частоты и ее третья гармоника совпадают с частотами поверхностных плазмонов, поддерживаемых наночастицей.

Идея слоистых (или «одетых») металлодиэлектрических наночастиц и метаматериалов на их основе активно обсуждается в последнее время, главным образом с точки зрения создания маскирующих покрытий и обеспечения электромагнитной невидимости (см., например, [1-4]). Однако, как будет видно ниже, перспективное использование слоистых наночастиц не исчерпывается проблемой маскировки. В качестве примера, подтверждающего этот тезис, мы рассмотрим эффект гигантского усиления нелинейного отклика метаматериалов на основе таких наночастиц, хотя, по всей видимости, плазмоника слоистых наночастиц (и их коллективов) со сложным спектром собственных возбуждений еще сулит множество неожиданных результатов. В настоящем докладе мы на основе простейшего квазистатического описания в модели двухслойных сферических наночастиц покажем, что объемный метаматериал на их основе может демонстрировать гигантскую кубичную нелинейность и быть использованным для эффективного умножения частоты волн оптического и ближнего ИК-диапазонов, будучи прозрачным как на фундаментальной частоте, так и на частоте третьей гармоники. Рассмотрим сферическую наночастицу нелинейного диэлектрика радиуса а с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_D = \varepsilon_1 + \chi^{(3)}_{\omega,\omega,\omega} \vec{E}^2$, где \vec{E} – напряженность локального электрического поля, покрытую слоем металла толщиной R - a, где R – полный радиус частицы, расположенную в вакууме (последнее ни в коей мере не ограничивает общность постановки, а просто означает описание в терминах относительных диэлектрических проницаемостей – проницаемостей, нормированных на проницаемость окружающего пространства). Будем считать, что все электромагнитные масштабы превышают размер наночастицы, что дает возможность, с одной стороны, ограничиться квазистатическим описанием, а с другой стороны – пренебречь возбуждением всех высших плазмонных мод, принимая во внимание только дипольные моды. Решение уравнения Лапласа для электрического потенциала для слоистой наночастицы приводит к уравнению (в линейном приближении) для частот собственных дипольных мод (плазмонов):

$$\frac{1}{G(\omega)} \equiv (2 + \varepsilon_m(\omega))(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_m(\omega)) +$$

$$+ 2\rho(1 - \varepsilon_m(\omega))(\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_1) = 0,$$
(1)

где $\varepsilon_m(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость металла, $\rho = (a/R)^3$. При описании диэлектрической проницаемости металла в рамках теории Друде $\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu)}$, где ω_p – плазменная частота электронов, ν – частота столкновений, некоторые решения уравнения (1) (в пренебрежении потерями $\nu = 0$) показаны на рис. 1 для разных значений ε_1 . Как видно из рисунка, наночастица поддерживает две плазмонные моды дипольного типа, частоты которых зависят от параметра ρ . Очевидно, что для обеспечения двойного резонанса и усиления нелинейного отклика частота высокочастотного плазмона должна отвечать третьей гармонике низкочастотного. Это условие может быть выполнено только при вполне определенном выборе ρ и ε_1 .



Кривая зависимости $\rho(\varepsilon_1)$, на которой выполнены условия двукратного резонанса, изображена на рис. 2. При выполнении условий двукратного резонанса усиление локального поля в наночастице имеет место не только на фундаментальной частоте, но и на частоте третьей гармоники, что приводит к двукратному резонансному усилению дипольного момента частицы на третьей гармонике и, как следствие, к двойному резонансному усилению нелинейной восприимчивости метаматериала.



Для вычисления нелинейного отклика метаматериала прежде всего необходимо рассчитать дипольный момент частицы на третьей гармонике фундаментальной частоты, что может быть сделано в приближении заданного поля так же в рамках той же квазистатики. Для этого необходимо рассчитать плотность поверхностного заряда на утроенной частоте на границе металла и нелинейного диэлектрика, который и является источником поля третьей гармоники. Несложные, но достаточно громоздкие вычисления приводят к выражению для плотности нелинейной поляризации метаматериала, составленного из «одетых» наночастиц на третьей гармонике

$$P_{3} = \chi_{\omega,\omega;\omega}^{(MM)} E_{0}^{3} = -12\pi\rho N R^{3} (9\varepsilon_{m}(\omega))^{3} \times \\ \times \varepsilon_{m} (3\omega) G^{3}(\omega) G(3\omega) \chi_{\omega,\omega;\omega}^{(3)} E_{0}^{3},$$
(2)

где E_0 – действующее на частицы поле световой волны фундаментальной частоты, которое в приближении достаточно редких частиц $NR^3 << 1$, где N – концентрация наночастиц, совпадает со средним макроскопическим. Чтобы характеризовать нелинейный отклик метаматериала, удобно ввести параметр $\eta = \chi^{(MM)}_{\omega,\omega;\omega}/\chi^{(3)}_{\omega,\omega;\omega}$, показывающий отличие нелинейной восприимчивости метаматериала от нелинейной восприимчивости диэлектрика в сердцевине наночастиц. Частотные зависимости $|\eta(\omega)|$ для метаматериала из «одетых» наночастиц с серебряным покрытием в условиях двойного резонанса ($NR^3 = 0,125$) и в его отсутствие при разных значениях ε_1 показаны в логарифмическом масштабе на рис. 3 (*а* и б соответственно).



Как видно, в условиях двойного резонанса возможен «выигрыш» в нелинейности более чем на четыре порядка, в то время как в условиях однократного резонанса такой выигрыш составляет около двух порядков. Также видна тенденция уменьшения выигрыша и смещения соответствующего пика в красную сторону с увеличением проницаемости нелинейного диэлектрика, что связано с увеличением толщины слоя серебра и, как следствие, с увеличением объемных потерь энергии в металле.

Таким образом, в метаматериалах на основе нелинейных слоистых металло-диэлектрических наночастиц оптическая нелинейность, приводящая к генерации третьей гармоники, может быть значительно (на несколько порядков по сравнению с нелинейным диэлектриком в сердцевине наночастицы) усилена за счет резонансного возбуждения плазмонов дипольного типа одновременно и на фундаментальной частоте, и на третьей гармонике излучения.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 08-02-00379.

1. Alu A. and Engheta N. // Phys. Rev. E 2005. V. 72. 016623.

2. Alu A. and Engheta N. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. 113901.

3. Silerinha M.G., Alu A. and Engheta N. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. 075107.

4. *Жаров А.А., Жарова Н.А. //* Изв. РАН. Сер. Физическая. 2010. Т. 74. С. 96.

Атомная структура полупроводниковых гетеросистем

А.К. Гутаковский, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 13. e-mail: gut@thermo.isp.nsc.ru

Развитие физики твердого тела в течение последних десятилетий связано с созданием и исследованием новых объектов и материалов, среди которых особое место занимают полупроводниковые гетеросистемы (ГС). Все ГС можно условно разделить на классические и квантовые. Практическое применение классических полупроводниковых ГС привело к открытию новых физических эффектов и явлений и к созданию принципиально новых типов полупроводниковых приборов для микроэлектроники. В то же время использование классических ГС приближается к пределу своих возможностей. В связи с этим для управления свойствами полупроводников в последние годы активно развивается качественно новый подход, основанный на использовании размерных эффектов в так называемых квантовых ГС или, как обычно их называют, в наноструктурах, или в системах пониженной размерности. Применение квантовых ГС дает возможность управления такими фундаментальными параметрами полупроводника, как ширина запрещенной зоны, эффективная масса и подвижность носителей заряда, энергетический спектр электронной подсистемы, показатель преломления и т. п., и позволяет создавать материалы для наноэлектроники с уникальными электронными и оптическими характеристиками, не присущими объёмному материалу. Различают три основных вида наноструктур: многослойные гетеросистемы с ультратонкими слоями; системы с квантовыми проволоками (нитями) и системы с квантовыми точками.

Реализация всех преимуществ как классических, так и квантовых ГС возможна только в том случае, когда используемый материал обладает достаточно высоким структурным совершенством. Поэтому анализ механизмов формирования структуры и морфологии ГС и установление основных закономерностей дефектообразования в них является важной научно-технологической задачей, решение которой предполагает, прежде всего, знание реальной структуры материала. Среди методов исследования объемной структуры кристаллических объектов наибольшие успехи достигнуты в высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ), использующей электроны с энергией в диапазоне 200-400 кэВ. Этот метод позволяет не только визуализировать и исследовать атомное строение материала, но и при использовании энергетической фильтрации зондирующих электронов позволяет получать концентрационные карты распределения того или иного химического элемента по объёму анализируемого объекта с пространственным разрешением на уровне единиц нанометров.

Примеры применения современной просвечивающей электронной микроскопии для изучения реального строения классических и квантовых ГС на атомарном уровне составляют основное содержание настоящей работы, которое можно сгруппировать в четыре основных блока.

1. Методическая база для исследования и анализа атомного строения дефектов структуры и границ раздела методами современной просвечивающей электронной микроскопии. Рассмотрены некоторые оригинальные методики препарирования объектов для просвечивающей электронной микроскопии, включая изготовление как планарных тонких фольг, так и поперечных срезов, а также методы моделирования и цифровой обработки ВРЭМ-изображений. Среди последних особое внимание уделено методу геометрической фазы, который используется для визуализации и количественного анализа дисторсий кристаллической решетки и полей деформации. На примере тестовой модели напряженной гетероструктуры Si-Ge0 05Si0 95-Si, оптимизированной методом молекулярной динамики, рассмотрено влияние поверхностного аморфного слоя и рассеяния на фононах на точность измерений дилатаций кристаллической решетки и упругих деформаций.

2. Изучение общих закономерностей релаксаиии напряжений и дефектообразования при гетероэпитаксии. Представлены данные ВРЭМ об атомном строении дефектов структуры, эпитаксиальных слоев и границ раздела на всех стадиях релаксации гетероэпитаксиальных напряжений: псевдоморфная пленка, образование первых дислокаций несоответствия, взаимодействие дислокаций несоответствия, формирование равновесной дислокационной структуры. Здесь же рассмотрены дефекты структуры, генетически не связанные с дислокациями несоответствия, а обусловленные спецификой материалов, образующих гетеросистему: дефекты упаковки, микродвойники, антифазные границы, V-дефекты. Исследования выполнены для гетеросистем $Ge_x Si_{1-x} / Si_x$, (x = 0,2 – 1.0); $In_xGa_{1,x}As / GaAs (x = 0.05 - 1)$, InSb / GaAs; GaSb / GaAs, GaAs / Ge /GaAs, Hg_xCd_{1-x}Te / CdTe / GaAs (x = 0 - 1).

3. Исследование структурных особенностей твердотельных систем пониженной размерности. Рассмотрены результаты ВРЭМ-исследований как для эпитаксиальных квантовых ГС, таких как сверхрешетки $[(Ge_xSi_{1-x})_n(Si)_m]_1 / Si, [(Ga_xAl_{1-x}As)_n(GaAs)_m]_1 / GaAs, [(In_xGa_{1-x}As)_n(GaAs)_m]_1 / GaAs, системы с «квантовыми проволоками» (AlAs)(GaAs) / GaAs(113), однослойные и многослойные системы с «квантовыми точками» Ge / Si, InAs / GaAs, AlAs / InAs, так и$ для неэпитаксиальных систем, содержащих в аморфной матрице кристаллические нанокластеры. Si / SiO₂/ Si, Cds в пленках Лэнгмюра-Блоджетт и т. п.

При ВРЭМ-исследованиях нанокристаллов в аморфной матрице встает два вопроса: какой минимальный размер кластера можно визуализировать на изображении и каковы оптимальные условия их визуализации? С помощью моделирования ВРЭМ-изображений проанализированы закономерности формирования контраста таких объектов и определены границы видимости и оптимальные условия наблюдения кристаллических частиц в аморфной матрице в зависимости от их размеров, ориентации относительно электронного пучка и условий наблюдения.

4. Химический анализ и картирование при ВРЭМ-исследованиях. Рассмотрено применение ВРЭМ с использованием фильтрации неупругорассеянных электронов для характеризации многокомпонентных структур пониженной размерности. На примере многослойных систем с наноразмерными кристаллитами силицида железа в кремниевой матрице показана возможность одновременного наблюдения атомного строения отдельных слоев и границ раздела с проведением локального химического анализа (рис. 1). Обсуждаются факторы, определяющие точность количественного химического анализа при записи и обработке экспериментальных изображений в неупругорассеянных электронах. В заключительной части приведены примеры использования сканирующей просвечивающей микроскопии в режиме HAADF (High Angle Annular Dark Field) для визуализации нанокристаллов дисилицида железа в кремниевой матрице (рис. 2).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 07-02-00671.



Рис. 1. Нанокристаллы дисилицида железа в кремниевой матрице. (Электронный микроскоп JEOL 2200FX)



Рис. 2. Светлопольное (BF) и темнопольное (HAADF) высокоразрешающие электронно-микроскопические изображения нанокристаллов FeSi₂ в Si

Адсорбция триптантрина на металлические реконструкции поверхности Si(111)

Д.В. Грузнев¹, Д.Н. Чубенко¹, А.В. Зотов^{1,2,3}, А.А. Саранин^{1,3}

¹ Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток.

² Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, ул. Гоголя, 41, Владивосток.

³ Дальневосточный государственный университет, ИФИТ, ул. Суханова, 8, Владивосток.

e-mail: gruznev@iacp.dvo.ru

Развитие молекулярной электроники, в основе которой лежит использование отдельных молекул и молекулярных комплексов в качестве функциональных элементов, требует не только поиска органических молекул, свойства которых делают их пригодными к работе в составе электронных устройств, но и интеграцию этих молекул в архитектуру электронных схем. Для селективной адресации отдельных молекул необходимо, чтобы они располагались на поверхности в узлах периодической решетки. Для формирования периодических молекулярных массивов в настоящее время часто применяют явление самосборки на металлических поверхностях [1]. Однако металлические подложки усложняют проведение измерений электрофизических свойств полученных наноструктур. На поверхности полупроводников формирование упорядоченных массивов органических молекул наблюдается значительно реже, что связано с наличием на таких поверхностях химически активных оборванных связей [2]. Поэтому одним из перспективных направлений является модификация поверхности субмонослойными поверхностными реконструкциями [3] для уменьшения концентрации оборванных связей и изменения потенциального рельефа поверхности.

В настоящей работе методом сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) исследовались процессы формирования молекулярных слоев индоло[2,1-b]хиназолин-6,12-диона (триптантрина, $C_{15}H_8N_2O_2$) на Si(111) с использованием поверхностных реконструкций Si(111)4×1-In, Si(111)"5×5"-Си и Si(111) $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ -Ад в качестве шаблонов. Каждая из этих реконструкций изменяет морфологический рельеф поверхности, образуя массивы квазиодномерных цепочек, гексагональные массивы шестигранных ячеек или однородную поверхность без выраженных особенностей, соответственно. Триптантрин был выбран в качестве исследуемого вещества благодаря его структуре, обеспечивающей хорошую идентификацию отдельных молекул на СТМ-изображениях.

На атомно-чистой поверхности Si(111)7×7 адсорбция $C_{15}H_8N_2O_2$ не приводит к формированию периодических структур. Присутствие молекул триптантрина приводит к насыщению оборванных связей поверхности, что проявляется на СТМизображениях незаполненных состояний (рис. 1, *a*) как ослабление максимумов, соответствующих кремниевым адатомам. Над боковыми адатомами в обеих подъячейках структуры Si(111)7×7 (с дефектом упаковки «F» и без дефекта упаковки «U», см. [4]) молекулы располагаются чаще, чем над угловыми (рис. 1, δ).



Рис. 1. СТМ-изображение поверхности Si(111)7×7 после адсорбции триптантрина при 300 К. Масштаб изображения: 262×276 Å. На вставке показано изображение исходной поверхности, подъячейки с дефектом упаковки и без дефекта обозначены как «F» и «U», соответственно (*a*). Распределение молекул триптантрина в ячейке 7×7 (*б*).

Реконструкция Si(111)4×1-In представляет собой квазиодномерный массив зигзагообразных металлических цепочек, чередующихся с цепочками кремния [5]. На рис. 2 представлено СТМизображение поверхности после адсорбции триптантрина на реконструкцию Si(111)4×1-In при комнатной температуре, записанное при 200 К. Молекулы C₁₅H₈N₂O₂ адсорбируются между рядами атомов In, образуя длинные молекулярные цепочки. В отличие от Si(111)7×7, на которой присутствие молекул выражается только в насыщении оборванных связей поверхности, на реконструкции 4×1-In каждая отдельная молекула непосредственно наблюдается на СТМ-изображениях. На рис. 2, б – г приведены структурная формула молекулы триптантрина, экспериментальное и моделированное СТМ-изображения отдельной молекулы. Молекула выглядит как три ярких максимума, расположенных по дуге. Хотя многие тонкие детали моделированного изображения на экспериментальном изображении не разрешаются вследствие ограниченной разрешающей способности СТМ, основные черты и масштаб изображений совпадают. Это позволяет идентифицировать отдельные молекулы на изображениях и сделать вывод о недиссоциативном характере адсорбции триптантрина.

Как видно на рис. 2, a, при 200 К молекулы $C_{15}H_8N_2O_2$ располагаются на поверхности строго между металлическими цепочками In. При нагреве

поверхности до комнатной температуры молекулы начинают перемещаться по поверхности, однако их движение ограничено тем же пространством между двумя соседними рядами.



Рис. 2. СТМ изображение поверхности Si(111)4×1-In с адсорбированным при 300 К слоем $C_{15}H_8N_2O_2$. Масштаб изображения: 500×500 Å (*a*). Структурная формула молекулы триптантрина (δ), экспериментальное (*в*) и моделированное (*г*) СТМ-изображения молекулы.

Другой стабильной структурой, использованной в данной работе в качестве шаблона, является реконструкция Si(111)"5×5"-Си, которая представляет собой слой поверхностного силицида Cu₂Si. Характерной особенностью этой реконструкции является наличие квазипериодического массива шестигранных ячеек [6], представляющих собой неглубокие потенциальные «бассейны». При напылении на такую поверхность C₁₅H₈N₂O₂ было обнаружено, что молекулы адсорбируются на поверхность, захватываясь в центре шестигранных ячеек, разделенных доменными границами. На СТМ-изображениях полученные в результате адсорбции объекты выглядят как кольца диаметром ~2 нм и видимой высоты порядка 0,2 нм, как показано на рис. 3. Видимые размеры колец существенно больше, чем можно предположить, исходя из структурной модели молекулы. Кроме того, сама форма СТМ-объектов (кольцо) не согласуется со структурой молекулы. Очевидно, что в данном случае взаимодействие между молекулами сильнее, чем их взаимодействие с самой поверхностью, в результате чего молекулы образуют комплексы из нескольких молекул в форме колец. Электрическое поле между иглой микроскопа и поверхностью образца вызывает электромиграцию молекул триптантрина по поверхности, позволяя

искусственно концентрировать молекулы в плотные массивы на заданных участках поверхности.



Рис. 3. СТМ изображение поверхности Si(111)"5×5"-Си с адсорбированным при 300К слоем $C_{15}H_8N_2O_2$. Масштаб изображения: 250×250 Å². На вставке показано увеличенное изображение поверхности; сетка доменных границ исходной поверхности показана белой пунктирной линией.

На поверхности, не имеющей выраженного потенциального рельефа, (реконструкция $Si(111)\sqrt{3}\times\sqrt{3}$ -Ag) молекулы триптантрина не образуют упорядоченных массивов. При комнатной температуре молекулы хаотически перемещаются по поверхности в виде двумерного молекулярного газа, а при охлаждении до температуры порядка 120 К конденсируются в компактные островки произвольных размеров, расположенные преимущественно вдоль атомных ступеней и доменных границ.

1. Schlickum U., Decker R., Klappenberger F., Zoppellaro G., Klyatskaya S., Auwarter W., Neppl S., Kern K., Brune H., Ruben M., Barth J.V. Chiral Kagome Lattice from Simple Ditopic Molecular Bricks // J. Am. Chem. Soc. 2008. V. 130. P. 11778.

2. Guisinger N.P., Elder S.P., Yoder N.L., Hersam M.C. Ultra-high vacuum scanning tunneling microscopy investigation of free radical adsorption to the Si(111)-7×7 surface // Nanotechnology. 2007. V. 18, \mathbb{N} 4. P. 044011-6.

3. Gustafsson J.B., Zhang H.M., Johansson L.S.O. STM studies of thin PTCDA films on Ag/Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ // Phys. Rev. B. 2007. V. 75, No 15. P. 155414-7.

4. Takayanagi K., Tanishiro Y., Takahashi M., Takahashi S. Structural analysis of Si(111)-7×7 by UHV-transmission electron diffraction and microscopy // J. Vac. Sci. Technol. A. 1985. V. 3, N 3. P. 1502.

5. Bunk O., Falkenberg G., Zeysing J.H., Lottermoser L., Johnson R.L., Nielsen M., Berg-Rasmussen F., Baker J., Feidenhans'l R. Structure determination of the indiuminduced Si(111)-(4×1) reconstruction by surface x-ray diffraction // Phys. Rev. B. 1999. V. 59, № 19. P. 12228.

6. Zegenhagen J., Fontes E., Grey F., Patel J.R. Microscopic structure, discommensurations, and tiling of Si(111)/Cu-"5×5" // Phys. Rev. B. 1992. V. 46, № 3. P. 1860.

In-situ study of the surface dynamic during sputter growth and ion erosion

I.V. Kozhevnikov¹, L. Peverini², E. Ziegler²

¹ Institute of Crystallography, Leninsky pr. 59, Moscow. ² European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble, France. e-mail: ivk@ns.crys.ras.ru

We review the results of our experiments on the study of roughness dynamic during surface growth, erosion and oxidation. Experiments were performed at the BM5 beamline of the synchrotron ESRF using a real time in-situ X-ray scattering technique.

The following topics are discussed: the determination of all three Power Spectral Density (PSD) functions characterizing the topology of a thin film deposited onto a substrate; the analysis of the surface roughness variation with the deposition/erosion time; the effect of deposition on the roughness of a filmsubstrate interface, smoothening and roughening of substrates during ion etching; the effect of the virgin surface roughness on a growth/erosion process; the experimental determination of the thin film and substrate roughness conformity and its evolution during growth, erosion, and oxidation.

The results are compared with the predictions of the scaling model and are based on determination of the scaling exponents from experimental data, the observation of the data collapse for the measured PSD-functions, and the establishment of the nonlinear differential equations describing the thin film treatment.

Among the main results obtained we can emphasized the followings:

1. The roughening of sputter-deposited tungsten films was studied in situ and in real time using grazing incidence x-ray scattering. It was shown that the power spectral density functions characterizing the external film surface roughness and the film-substrate roughness conformity can be uniquely extracted from a single scattering diagram when measured at a grazing incidence angle exceeding the critical angle of total external reflection. The temporal evolution of the roughness spectrum was demonstrated to obey a universal scaling form leading to a roughness exponent $\alpha = 0.18 \pm 0.02$ and to an extremely small growth exponent $\beta = 0.06 \pm 0.01$. In accordance with the scaling theory, these values of the scaling exponents provided a collapse into a single master curve of the "renormalized" power spectral density functions for film thicknesses ranging between 2 and 25 nm. Analyzing the temporal variation of the roughness conformity, it was demonstrated that the replication factor decreases exponentially with increasing film thickness and spatial frequency. Hence, for a 25 nm thick film the vertical correlation disappears for spatial frequencies pgreater than 3.6 μm^{-1}

2. We analyzed the roughness evolution of sputter-deposited Al_2O_3 films at the initial stage of growth and up to a film thickness of 23 nm. The films were deposited on two different Si substrates characterized by a roughness at long-scale (sample S1) or shortscale periods (sample S2). The surface dynamic was demonstrated to be different for the samples studied and to depend on the PSD-function of a virgin substrate. Film growth resulted in the development of short-scale roughness in the spatial frequency range above $5 \cdot 10^{-3}$ nm⁻¹ for the sample S1 and in a considerable increase of the roughness at lower spatial frequency $[\sim 4.10^{-4} - 1.10^{-2}]$ nm⁻¹ for the sample S2. As a result, the PSD-functions of both films came progressively closer to each other while the films were growing. In addition, the growth-induced roughness turned out to be identical for both samples up, at least, to a film thickness of 23 nm. Finally, the film roughness evolution was found to obey the scaling model. The scaling exponents $\alpha = 0.26 \pm 0.04$ and $\beta = 0.22 \pm 0.04$ are the same for both samples, i.e., independent of the roughness statistical parameters of the substrate, and agree well with the predictions of the Kuramoto - Sivashinsky equation.

3. In the study of the 3D morphology of a film deposited on a substrate a method was developed to determine simultaneously the depth-distribution of its dielectric constant and the three PSD-functions characterizing its roughness. The approach is based on the simultaneous analysis of the reflectivity curve and of a set of scattering diagrams measured at different grazing angles of the X-ray probe beam. A numerical computation iterative procedure was developed to take into account the roughness effect during the reconstruction of the dielectric constant profile and, vice versa, the depth-distribution of the dielectric constant during the determination of the PSD-functions of the film roughness. The iterative procedure was demonstrated to converge quickly allowing to describe precisely the whole set of experimental data.

We demonstrated that the depth-distribution of the dielectric constant affects significantly the roughness conformity coefficient extracted from the measured scattering diagrams. Conversely, the roughness influences the profile of the dielectric constant extracted from the measured reflectivity curve, although in our case of supersmooth samples this effect is rather weak.

4. The time-dependent roughening of an ion bombarded tungsten layer was studied. The investigations demonstrated the well-pronounced scaling behavior of roughness for eroded tungsten films within the thickness range from 31.4 nm to about 18 nm, the scaling exponents being equal to $\alpha = 0.35\pm0.03$, $\beta = 0.20\pm0.02$, and $z = 1.75\pm0.2$. These values are consistent with the prediction of the Kardar – Parisi – Zhang equation. The experimental PSD-functions collapse, one of the interesting predictions of the scaling theory, was observed clearly. 5. We analyzed the roughness evolution of Si substrates upon Ar ion etching. The evolution was demonstrated to depend on the initial substrate roughness: a small increase of the rms roughness was observed for the smoothest sample upon etching at an ion energy of 1000 eV, while very fast smoothening was observed during the first 30 s of etching of a rougher sample. After 30 s of ion erosion, the surface dynamics were the same for both samples, regardless of the initial surface roughness. Smoothening was also observed for an initially rough sample that was eroded at a lower ion energy (300 eV).

The static scaling exponent was demonstrated to be independent of the ion energy (within experimental uncertainty): $\alpha = 0.23 \pm 0.08$ for etching at 1000 eV, and $\alpha = 0.30 \pm 0.05$ for etching at 300 eV. The Majaniemi model, which divides the eroded surface roughness into contributions of the initial substrate roughness and the erosion induced roughness, was demonstrated to properly describe our experimental data. This model, while it was based on the analysis of linear equations describing growth/erosion processes, was used to fit our data and obtain the dynamic scaling exponent β . Using the same set of parameters, the model explains both the observed roughening of the smoothest sample and the smoothening of the roughened sample upon erosion with 1000 eV Ar⁺. While no ion energy dependency was found for the static scaling exponent, the dynamic scaling exponent proved to increase with decreasing ion energy: $\beta = 0.07 \pm 0.01$ at E = 1000 eV and $\beta = 0.14 \pm 0.02$ at E = 300 eV.

6. The possibility of smoothening aspherical Xray mirrors by irradiation of the surface with a lowenergy ion beam was investigated. Nanofocusing being the primary application of these mirrors the ion beam conditions must be optimized to achieve a surface roughness of the order of 0.1-0.2 nm. To address this issue a first study was performed on silicon flat substrates etched using ion energies ranging from 400 eV to 1200 eV. A second study consisted of eroding the silicon surface while varying the ion grazing incidence angle between 10° and 90° for a fixed value of the ion energy.

The results presented demonstrated that a roughness level below 0.2 nm can be preserved in a wide

range of lateral lengths, i.e., over spatial periods up to 130 μ m, and for etching times exceeding 4 hours. These results anticipate the possibility of generating substrates with a surface finish compatible with multi-layer deposition and suitable for nanofocusing.

6. We demonstrated that oxidation of a film surface may result in an essential increase of highfrequency roughness after only half of hour exposure of a sample in air and, in addition, in a decrease of the film and the substrate roughness conformity.

I. Kozhevnikov acknowledges the support of the ISTC (project #3124).

1. *Peverini L*. Roughness conformity during tungsten film growth: An in situ synchrotron x-ray scattering study / L. Peverini, E. Ziegler, T. Bigault, I. Kozhevnikov // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 045445.

2. *Peverini L.* Real-time X-ray reflectometry during thinfilm processing / L. Peverini, I. Kozhevnikov, E. Ziegler // Phys. Stat. Sol. (a). 2007. V. 204. P. 2785.

3. *Peverini L.* Dynamic scaling in sputter grown tungsten thin films / L. Peverini, E. Ziegler, I. Kozhevnikov // Thin Solid Films. 2007. V. 515. P. 5541.

4. *Peverini L*. Dynamic scaling of roughness at the early stage of tungsten film growth / L. Peverini, E. Ziegler, T. Bigault, I. Kozhevnikov // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 045411.

5. *Peverini L*. Dynamic scaling in ion etching of tungsten films / L. Peverini, E. Ziegler, I. Kozhevnikov // Appl. Phys. Letters. 2007. V. 91. P. 053121.

6. *Kozhevnikov I.V.* Development of self-consistent approach to study 3D morphology of a thin film / I.V. Kozhevnikov, L. Peverini, E. Ziegler // J. Appl. Phys. (in press).

7. *Filatova E.O.* Surface dynamic at the early stage of Al_2O_3 films growth on rough substrates / E.O. Filatova, L. Peverini, E. Ziegler, I.V. Kozhevnikov, P. Jonnard, J.-M. André / J. Appl. Phys. (in press).

8. *de Rooij-Lohmann V.I.T.A.* In situ study on the roughness evolution of Si substrates upon Ar ion erosion and the influence of the initial roughness / V.I.T.A. de Rooij-Lohmann, I.V. Kozhevnikov, L. Peverini, E. Ziegler, R. Cuerno, F. Bijkerk, A.E. Yakshin // Appl. Surf. Sci. (in press).

9. Ziegler E. Evolution of surface roughness in silicon Xray mirrors exposed to a low-energy ion beam / E. Ziegler, L. Peverini, N. Vaxelaire, A. Cordon-Rodriguez, A. Rommeveaux, I.V. Kozhevnikov, J. Susini // Nucl. Instrum. Methods A (in press).

Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой микроскопии и интерференционной микроскопии

М.М. Барышева¹, Ю.А. Вайнер¹, Б.А. Грибков¹, М.В. Зорина¹, А.Е. Пестов¹, Д.Н. Рогачев¹, Н.Н. Салащенко¹, И.Л. Струля², Н.И. Чхало¹

> ¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² ОАО «Композит», Пионерская, 4, г. Королёв. e-mail: <u>maria@ipm.sci-nnov.ru</u>

Изучение свойств поверхности сверхгладких подложек, предназначенных для нанесения многослойных рентгеновских зеркал, важно для различных приложений рентгеновской оптики. Одно из наиболее актуальных в данный момент направлений – разработка оборудования EUV-литографии с длиной волны излучения 13,5 нм.

Объектив для нанолитографа может содержать от 2 до 11 многослойных зеркал. При этом, в соответствии с требованиями к изображающей оптике дифракционного качества, точность формы зеркал во всем спектре пространственных частот от 10^{-3} до 10^{6} мкм⁻¹ должна быть не хуже RMS ~0,2–0,3 нм [1]. Аналогичные требования предъявляются к качеству подложек, на которые впоследствии наносятся многослойные покрытия. В данной работе исследуются кварцевые подложки, предоставленные General Optics и OAO «Композит».

Отклонение формы поверхности от заданной в разных частотных диапазонах по-разному влияет на отражательные свойства зеркал и диагностируется различными методами. Так, низкочастотные отклонения LSFR (low spatial frequency roughness, $(10^3-10^6 \text{ мкм}^{-1})$ приводят к искажению изображения как целого. Для их изучения используется разработанный в ИФМ РАН интерферометр с дифракционной волной сравнения [2].

Ошибка поверхности в области средних пространственных частот – MSFR (middle spatial frequency roughness, 10–10³ мкм⁻¹), приводит к рассеянию на малые углы таким образом, что рассеянный свет остается в области изображения. Отсюда следует, что влияние MSFR сводится к генерации второстепенного освещения на фоне основного изображения и уменьшению контраста. Шероховатости MSFR-диапазона могут быть изучены с помощью оптического интерферометра (ОИ) белого света Talysurf CCI 2000 [3], а также по диффузному рассеянию (ДР) рентгеновского излучения [4].

Большие значения шероховатости в области высоких пространственных частот – HSFR (high spatial frequency roughness, от 10^{-3} до 10 мкм⁻¹), приводят к рассеянию падающего излучения на большие углы, так что рассеянный свет покидает поле изображения, тем самым уменьшая коэффициент отражения зеркала, что в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента пропускания объектива оптической системы в целом и также снижает контраст.

Широко известны две методики изучения параметров шероховатости HSFR-диапазона. Это, во-первых, атомно-силовая микроскопия (ACM), позволяющая снимать непосредственно карту поверхности и затем в результате обработки определять такие величины, как среднеквадратичная величина шероховатости, PSD-функция (power spectral density), корреляционная функция [5]. Формально диапазон пространственных частот, описываемых данным методом, $v \in [1/L, n/L]$, где L – линейный размер области сканирования, n – число точек изображения. Очевидное ограничение латерального разрешения метода связано также с формой острия зонда. В данной работе применялся микроскоп NT-MDT Solver P47-PRO.

Второй метод, позволяющий восстановить PSD-функцию HSFR-шероховатостей – ДР. Использование теории возмущений [5] или DWBA (distorted wave Born approximation) [6] позволяет связать индикатрису рассеяния $\Pi(\theta)$ с PSDфункцией (или корреляционной функцией) через известные френелевские коэффициенты отражения и прохождения рентгеновского излучения для плоской границы. Особенно просто это выражение выглядит для изотропных поверхностей в приближении малых шероховатостей [5]:

$$\Pi(\theta) = \frac{\left|\pi(1-\varepsilon)t(\theta_0)t(\theta)\right|^2}{2\lambda^3 \sin\theta_0 \sqrt{\cos\theta_0}\cos\theta} \operatorname{PSD}(\nu), \qquad (1)$$

где θ_0 – угол падения излучения на подложку, θ – угол рассеяния, t(θ) – френелевский коэффициент прохождения излучения, є – диэлектрическая проницаемость материала. Спектр пространственных частот определяется $v = |\cos\theta - \cos\theta_0| / \lambda$. Таким образом, диапазон значений v для данного метода определяется величиной отстройки $|\theta - \theta_0|$, при которой измеренные значения индикатрисы рассеяния можно считать достоверными. Пример индикатрисы рассеяния, снятой на рентгеновском дифрактометре PANanalitical X'Pert PRO приведен на рис. 1. Нетрудно видеть, что область низких пространственных частот ($\theta \rightarrow \theta_0$) ограничена аппаратной функцией прибора (шириной зеркального пика и размером щели детектора). При характерных размерах пучка 45 мкм и щели 30 мкм минимальная пространственная частота ограничена величиной 5,7·10⁻³ мкм⁻¹. При движении в область больших отстроек эксперимент становится все менее точным из-за малой интенсивности отраженного сигнала. В большинстве экспериментов по малоугловому рассеянию отношение отраженного сигнала к фоновому изучению и шуму детектора составляет ~10⁵. В нашем случае при характерных значениях θ_0 ~0,3° и $|\theta-\theta_0|$ ~0,3° для $\lambda = 1,54$ Å максимальная пространственная частота составит 0,3 мкм⁻¹.



Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения от подложки из плавленого кварца; $\lambda = 1,54$ Å, угол детектора 0,6°.

Таким образом, метод ДР чувствителен к шероховатостям в ограниченном диапазоне пространственных частот, практически только в MSFR. Для измерения HSFR, во многом определяющей коэффициент отражения рентгеновских зеркал, этот метод неприменим.

Для измерения микрошероховатостей поверхности мы используем метод угловых зависимостей зеркального коэффициента отражения (PO) на длине волны 1,54 Å [4]. Для поверхности со среднеквадратичным значением высот шероховатостей σ коэффициент зеркального отражения будет ослаблен по сравнению с френелевским значением R_F в соответствии с фактором Дебая – Валлера:

$$R = R_F \exp\left\{-\left(2k_0\sigma\sin\theta\right)^2\right\}, \ k_0 = 2\pi/\lambda.$$
 (2)

В отличие от рассеяния в отраженный сигнал вносят вклад шероховатости всех пространственных частот. Это нетрудно понять, если представить себе поверхность подложки в виде совокупности дифракционных решеток разных периодов. При этом отраженный сигнал будет соответствовать нулевому порядку дифракции, рассеянный – различным дифракционным пикам.

Ниже в таблице приведены значения σ, определенные описанными методами для ансамбля кварцевых подложек. Можно видеть, что результаты различаются довольно существенно. Поскольку цель исследования поверхности подложки состоит в предсказании отражательных свойств многослойных зеркал на длине волны 13,5 нм, необходимо установить причину расхождений полученных результатов и понять, как их следует интерпретировать правильно.

Определение σ различными методами

Образец	Методы (Å)		
_	PO	ACM	ОИ
GO_0	4	0,8	9,2
GO_1	11	2,8	10,2
GO_2	7	2,0	10,0
GO_3	6	1,5	9,2
GO_4	6,5	1,8	9,7

Одним из частых объяснений расхождения полученных результатов является наличие переходной области в приповерхностном слое. В этом случае метод АСМ является поверхностночувствительным, в то время как рентгеновское отражение захватывает околоповерхностную область. При этом, однако, остается непонятным вопервых, почему наблюдается совпадение с методом ДР, т. е. его чувствительность к переходному слою должна быть аналогична методу РО. Вовторых, не вполне понятно, что такое переходная область с точки зрения АСМ, когда речь идет о масштабах порядка долей нанометров.

Второе известное объяснение – негауссов характер распределения высот шероховатостей. В этом случае использование σ для описания процесса рассеяния теряет смысл, формула (2) оказывается неприменима. Этот вывод, однако, не подтверждается хорошим совпадением между результатами РО и численного расчета согласно (2).

На наш взгляд, главной причиной расхождения между ACM и PO является относительно «низкое» латеральное разрешение стандартных ACM-методик. Косвенным подтверждением этого является отмеченное в большинстве работ [5] хорошее совпадение данных ACM и ДР, а также большая чувствительность измеряемой о к шероховатостям MSFR-диапазона, о чем будет говориться в докладе. РФФИ 08-02-00873, 09-02-00912, ГК П-1544 от 09.09.09.

1. *Katsuhiko Murakami*. Development status of projection optics and illumination optics for EUV / Katsuhiko Murakami, Tetsuya Oshino, Hiroyuki Kondo et al. // Proc. of SPIE. 2008. V. 6921, 69210Q.

2. Клюенков, Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников и др. // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3, вып. 9–10. С. 79.

3. *Blunt, R.* White light interferometry – a production worthy technique for measuring surface roughness on semiconductor wafers // CEMANTECH Conference, Vancouver, Canada, April 24–27, 2006. P. 59–62.

4. *Chkhalo, N.I.* Ultradispersed diamond powders of detonation nature for polishing X-ray mirrors / N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, E.P. Kruglyakov et al. // Nucl. Ins. and Meth. in Phys. Res. A. 1995. V. 359. P. 155–156.

5. *Kozhevnikov, I.V.* Comparative study of the roughness of optical surfaces and thin films using atomic force microscopy, x-ray scattering and light scattering methods / I.V. Kozhevnikov, V.E. Asadchikov, A. Duparre et al. // Proc. SPIE. 1999. V. 3739. P. 348–354.

6. *Sinha, S.K.* X-ray and neutron scattering from rough surfaces / S.K. Sinha, E.B. Sirota, S. Garoff, H.B. Stanley // Phys. Rev. B. 1988. V. 38, № 4. P. 2297–2311.

Зеркальные свойства поверхности полимерных пленок в мягкой рентгеновской области спектра

C.Ю. Зуев¹, A.В. Митрофанов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород. ² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва. e-mail: mitrofa@sci.lebedev.ru

Как известно, спектрально-селективные свойства трековых мембран [1, 2] позволяют конструировать и изготовлять механически прочные рентгеновские фильтры - аналоги тонкопленочных фильтров без подложек (free standing filters). Для исследований транспорта мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения в пористых средах важна информация о характере взаимодействия излучения при скользящем падении со стенками пор образца. Прямые измерения индикатрисы рассеяния излучения в каналах пор затруднены вследствие малых размеров пор. Поскольку при химическом травлении треков в полимерных пленках микрорельефы поверхности стенок пор и внешних поверхностей самой мембраны в первом приближении (для изотропного материала) одинаковые, представляют интерес результаты измерений отражательных характеристик травленой плоской поверхности исходного полимера, из которого изготовляются трековые мембраны или волноводы.

В данной работе изучались отражательные свойства пленок полиэтилентерефталата (ПЭТФ) после их химического травления с разной экспозицией и исходные (нетравленые) образцы. Исследовались модельные майларовые пленки (Polyester Mylar film, торговая марка "pecto-film", Somar Laboratories, INC) толщиной около 3.8 микрон (0.00015'') с пониженным содержанием микропримесей и гранулированного наполнителя. Такого качества полимерный материал обычно служит в рентгеновской оптике и материаловедении для проведения микроанализа. Другим объектом измерений служили образцы ПЭТФ марки Hostaphan (Mitsubishi Polyester Films) толщиной около 23 микрон. Из этого материала ранее были изготовлены дифракционные фильтры со сквозными цилиндрическими порами диаметром в субмикронной области [2]. Химическое травление пленок проводилось в одинаковых условиях в водном растворе NaOH при постоянной температуре [2]. Плоскостность образцов обеспечивалась с помощью кольцевых оправок.

Измерялись интегральный коэффициент отражения на длине волны 13.5 нм (опыты с широкой щелью) и индикатриса рассеяния (опыты с узкой щелью) при разных углах падения до углов порядка критического. Измерения проводились на установке, сделанной на базе рентгеновского монохроматора PCM – 500 [3]. В качестве источника излучения использовалась рентгеновская трубка. Экспериментальные результаты сравнивались с модельными расчетами коэффициентов отражения от поверхности ПЭТФ с заданной шероховатостью (Sq), которая для разных исследуемых образцов варьировалась в широких пределах от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров. На рисунке представлены результаты измерений (опыты с широкой щелью) коэффициентов отражения излучения с длиной волны 13.5 нм при разных углах скольжения пучка.



Зависимость интегрального коэффициента отражения на длине волны 13.5 нм от угла скольжения для исходной пленки Hostaphan (точки НК и Нк) и для травленых образцов (точки Н1, Н2 и Н3, время травления 5 мин, 10 мин и 20 мин соответственно).

Анализ результатов показывает, что поверхностный слой исходной пленки по своим характеристикам сильно отличается от поверхности всех травленых образцов. Этот поверхностный слой очень тонкий и быстро разрушается в щелочном растворе, как и при радиационном окислении ПЭТФ. Удаление полимерных слоев и рост шероховатости мало сказывается на интегральном коэффициенте отражения. Крупные дефекты на поверхности ухудшают зеркальные свойства полимерных рефлекторов.

1. *Митрофанов А.В.* Рентгеновские дифракционные фильтры на основе трековых мембран / А.В. Митрофанов, П.Ю. Апель // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73, № 1. С. 61–65.

2. Dominique M. Track membranes with open pores used as diffractive filters for space-based X-ray and EUV solar observations / M. Dominique, A.V. Mitrofanov, J.-F. Hochedez et al. // Appl. Opt. 2009. V. 48, N_{2} 5. P. 834–841.

3. Зуев С.Ю. Измерения характеристик оптических элементов рентгеновских телескопов / С.Ю. Зуев, А.В. Митрофанов // Поверхность. 2002. № 1. С. 81–83.

Резонансные фотонные кристаллы и квазикристаллы

Е.Л. Ивченко

УРАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: ivchenko@coherent.ioffe.ru

Понятие квазикристалл как непериодическая твердотельная структура с дальним порядком было введено в физику твердого тела Левиным и Штейнхартом [1]. В настоящее время признано, что дополнительно к кристаллическим и аморфным (неупорядоченным) материалам имеется третья форма твердого тела, которая заполняет пробел между двумя хорошо известными состояниями конденсированного вещества. В этом промежуточном классе апериодических детерминированных структур важное место занимают цепочки Фибоначчи и другие квазикристаллы, которые можно формально получить проектированием узлов периодической решетки *п*-мерного пространства на физическое пространство размерности m = 1, 2, 3 (n > m). Исследование апериодических систем с дальним порядком было расширено на оптику в работе [2], в которой рассматривался одномерный квазикристалл, построенный из диэлектрических слоев А и В. образующих цепочку Фибоначчи АВААВАВА... Примерно в это же время началось интенсивное изучение фотонных кристаллов [3, 4], а аналогичные апериодические объекты со средним периодом порядка длины волны света оптического диапазона получили название фотонных квазикристаллов, см. [5].

Периодические структуры, в которых диэлектрический отклик, по крайней мере одного из композиционных материалов, в зависимости от частоты ω имеет полюс на некоторой резонансной частоте ω_0 , группируются в специальный класс резонансных фотонных кристаллов [6]. По аналогии определяются и резонансные фотонные квазикристаллы [7]. В настоящем докладе обсуждаются оптические свойства резонансных фотонных структур: периодических – в краткой форме и апериодических – подробнее.

Резонансные периодические структуры с квантовыми ямами. В периодической системе из квантовых ям (КЯ) в спектральной области вблизи резонансной частоты двумерного экситона, возбуждаемого в отдельной КЯ, нормальными волнами являются экситонные поляритоны. Мы выделяем особый вид таких систем - резонансные брэгговские структуры с КЯ, удовлетворяющими условию Брэгга на экситонной резонансной частоте: $q(\omega_0) d = \pi$. Здесь $q(\omega) = n_b \omega/c$ – волновой вектор света на частоте ω , n_b – показатель преломления, d – период. В зависимости от числа ям N в системе реализуется сверхизлучательный или фотонно-кристаллический режимы [6]. В первом случае ($N < N_0$) отражение света от КЯ сфазировано, полуширина пика экситонного отражения и его высота растут как $N\Gamma_0 + \Gamma$ и $N\Gamma_0/(N\Gamma_0 + \Gamma)$, см. кривую 4 на рис. 1. Здесь Γ_0 и Γ – радиационное и нерадиационное затухания экситона в одиночной яме, $N_0 = 2(\omega_0/\Gamma_0)^{1/2}$. При $N > N_0$ в структуре формируются экситон-поляритонные зоны и возникает запрещенная зона шириной $2(2\omega_0\Gamma_0/\pi)^{1/2}$ с центром на резонансной частоте ω_0 .

Экситон-поляритонные структуры Фибоначчи. В работе [7] были предложены новые нанообъекты – резонансные фотонные квазикристаллы, представляющие собой структуры с КЯ, расположенными в последовательности Фибоначчи. Для квазикристаллов установлено обобщенное резонансное брэгговское условие

$$n_b(\omega_0/c)d = \pi \left(h + h'\tau^{-1}\right), \qquad (1)$$

где d – средний период структуры, τ – золотое сечение, h и h' – целые числа. При выполнении этого условия для каких-либо значений h и h' структура Фибоначчи, несмотря на непериодичность, демонстрирует как сверхизлучательный, так и фотонно-квазикристаллический режимы (кривая l на рис. 1).



Рис. 1. Спектры отражения, рассчитанные для трех структур Фибоначчи с 54 КЯ, удовлетворяющих резонансному брэгтовскому условию (1) с h = h' = 1 (кривая I) и рассогласованных относительно этого условия на $\pm 2\%$ (кривые 2, 3). Для сравнения приведены спектры для периодической (кривая 4) и разупорядоченной (кривая 5) резонансных брэгговских структур [7].

Как и в случае периодической системы, пик отражения имеет полуширину порядка $N\Gamma_0 + \Gamma$ и оптические спектры очень чувствительны к отклонению от условия (1), см. кривые 2 и 3. Однако имеется и существенное различие по сравнению с периодической системой: на резонансной частоте экситона вместо плавного максимума в спектре возникает провал со сложной тонкой структурой. Спектральные кривые 4, 5 и 1 иллюстрируют различие в оптических свойствах кристалла, аморфного вещества и квазикристалла соответственно. На рис. 2 показаны спектры отражения, измеренные в периодической структуре с КЯ и цепочке Фибоначчи с одним и тем же количеством ям N = 21. Поскольку структура была градиентной, движением луча по плоскости образца можно было менять период d и средний период d. На рис. 2 для удобства спектры, отвечающие различным отношениям d/d_{Bragg} , сдвинуты по вертикали, где значение d_{Bragg} удовлетворяет условию (1). Символами НН и LH указаны пики, отвечающие экситону с тяжелой и легкой дыркой соответственно. Стрелками указаны спектральные провалы, предсказанные в [7] для резонансного брэгтовского одномерного квази-кристалла.



Рис. 2. Сравнение экспериментальных спектров отражения от периодической структуры с 21 КЯ GaAs/AlGaAs и цепочки Фибоначчи, настроенной на резонанс с h = 1, h' = 0. Падающий луч перемещался по градиентной структуре, что позволило измерить зависимость формы спектра от отношения периода к брэгговскому периоду d_{Bragg} [8].

Фотонно-квазикристаллический режим проиллюстрирован рис. 3. В отличие от периодической системы в цепочке Фибоначчи формируются не один, а два спектральных интервала, внутри которых коэффициент отражения близок к единице, во внутренней области спектр состоит из большого числа максимумов и минимумов. Эти и другие особенности оптических спектров одномерных квазикристаллов удается понять и объяснить в двухволновом приближении [7, 9], при котором в экситон-поляритонной волне учитываются две пространственные гармоники: с волновым вектором $K_1 \approx G_{hh'}/2$, где $G_{hh'}$ – вектор дифракции решетки Фибоначчи, равный $2\pi(h + h'\tau^{-1})/d$, и $K_2 = K - G_{hh'}$. В этом приближении расстояния между внутренними и внешними краями двух эффективных запрещенных зон пропорциональны $(1 \pm |f_{hh'}|)^{1/2}$, где $f_{hh'}$ – структурный фактор квазикристалла для волнового вектора G_{hh'}. При этом осцилляционный характер во внутренней области объясняется интерференцией Фабри – Перро.

Самоподобие оптических спектров слабо поглощающего квазикристалла. В узкой области вблизи частоты ω_0 двухволновое приближение неприменимо и спектры отражения демонстрируют масштабную инвариантность и самоподобие.



Рис. 3. Спектры отражения, рассчитанные для структуры Фибоначчи, содержащей 1000 квантовых ям. h = 1, h' = 0; $\Gamma = 0.2\Gamma_0$. (*a*) Точный расчет, (*б*) расчет в двухволновом приближении. Стрелка указывает положение узкой запрещенной зоны, отсутствующей в приближенном расчете [9].

В работе [10] исследовались нелинейные свойства цепочек Фибоначчи с квантовыми ямами.

1. Levine D. Quasicrystals: A New Class of Ordered Structures / D. Levine, P.J. Steinhardt // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53, № 26. P. 2477–2480.

2. *Kohmoto, M.* Localization of optics: Quasiperiodic media/M. Kohmoto, B. Sutherland, K. Iguchi // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58, № 23. P. 2436–2438.

3. *Yablonovitch, Eli.* Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics / E. Yablonovitch // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58, № 20. P. 2059–2062.

4. John, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices / Sajeev John // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58, № 23. P. 2486–2489.

5. *Kaliteevskii, М.А.* Зонная структура оптическиих решеток Фибоначчи как следствие дифракции света от них / М.А. Kaliteevski, V.V. Nikolaev, R.A. Abram, S. Brand // Optics and Spectroscopy. 2001. Т. 81, вып. 1. С. 120–129.

6. *Ivchenko, E.L.* Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures / E.L. Ivchenko. – Harrow, UK, Alpha Science International, 2005.

7. *Poddubny, A.N.* Resonant Fibonacci quantum well structures in one dimension / L. Pilozzi, M.M. Voronov, E.L. Ivchenko // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, № 11. P. 113306.

8. *Hendrickson, J.* Excitonic polaritons in Fibonacci quasicrystals / J. Hendrickson, B.C. Richards, J. Sweet, G. Khitrova, A.N. Poddubny, E.L. Ivchenko, M. Wegener, H.M. Gibbs // Opt. Express. 2008. V. 16, № 20. P. 15382–15387.

9. *Poddubny, A. N.* Exciton-polaritonic quasicrystalline and aperiodic structures / A.N. Poddubny, L. Pilozzi, M.M. Voronov, E.L. Ivchenko // Phys. Rev. B. 2009. V. 80, № 11. P. 115314.

10. Werchner, M. One dimensional resonant Fibonacci quasicrystals: noncanonical linear and canonical nonlinear effects / M. Werchner, M. Schafer, M. Kira, S.W. Koch, J. Sweet, J.D. Olitzky, J. Hendrickson, B.C. Richards, G. Khitrova, H.M. Gibbs, A.N. Poddubny, E.L. Ivchenko, M. Voronov, M. Wegener // Opt. Express. 2009. V. 17, № 8. P. 6813–6828.

Фотогальванические эффекты в полупроводниковых гетероструктурах: роль симметрии

В.В. Бельков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: bel@epi.ioffe.ru

В работе представлены результаты экспериментального исследования магнито-индуцированного фотогальванического эффекта (ФГЭ) в GaAs/AlGaAs – квантоворазмерных структурах, выращенных в [001] и [110] направлениях. Показано, что эффект может быть использован для анализа структурной симметрии образцов.

Микроскопическая природа рассматриваемого эффекта состоит в том, что в гиротропных средах матричный элемент рассеяния носителя на примеси (или фононе) содержит спин-зависимое антисимметричное по квазиимпульсу слагаемое. Поэтому непрямые оптические переходы сопровождаются появлением спинового потока. При создании равновесной спиновой поляризации различие концентраций носителей с противоположными спинами приводит, в случае внутриподзонного поглощения излучения (Друде-поглощения), к генерации фототока, величина которого пропорциональна напряженности магнитного поля.

Фототок обусловлен наличием структурной и объемной асимметрии (SIA и BIA соответственно) исследуемых гетероструктур. Результаты феноменологического анализа показывают, что в выращенных в направлении [001] структурах вклады SIA и BIA могут быть разделены. Например, при приложении магнитного поля **В** в направлении $y \parallel [010]$ продольная компонента фототока j_y обусловлена структурной асимметрией, тогда как поперечный ток $j_x \parallel [100]$ связан с объемной асимметрией. Таким образом, отношение $j_y//j_x$ позволяет определить соотношение SIA и BIA. В интересных для спинтроники (110)-GaAs/AlGaAs структурах в случае отсутствия структурной асимметрие.

В экспериментах исследовались дельталегированные GaAs/AlGaAs-гетеро-структуры *n*-типа, выращенные в [001] и [110] направлениях. Структуры одинаковой кристаллографической ориентации различались профилем легирования. Возбуждающее излучение терагерцового диапазона ($\lambda = 77 \div 496$ мкм, длительность импульса 100 нс) падало по нормали к плоскости образца, находящегося при комнатной температуре. Магнитное поле было направлено параллельно плоскости структуры. Регистрировались фототоки, возникающие в образце в направлениях, параллельном и перпендикулярном магнитному полю.

В (001)-структурах величина фототока, перпендикулярного магнитному полю, существенным образом зависит от положения дельта-слоя относительно квантовой ямы (выбором геометрии легирования можно достичь изменения не только амплитуды, но и знака фотоотклика), тогда как фототок в направлении, параллельном **B**, остается практически неизменным [1]. Отсутствие структурной асимметрии может быть достигнуто при двустороннем дельта-легировании структуры, содержащей квантовую яму. При этом, ввиду сегрегации примесных атомов в процессе роста, дельтаслой со стороны подложки должен находиться на большем расстоянии от квантовой ямы, чем второй примесный слой.

Результаты исследования ФГЭ в (110)структурах показали, что максимальная величина фототока регистрируется в односторонне легированных гетеропереходах (для которых характерна наиболее сильная асимметрия), тогда как в случае симметричного двухстороннего легирования квантовых ям магнитоиндуцированный ФГЭ не был обнаружен [2]. Отсутствие сегрегации примеси обусловлено сравнительно низкой температурой роста гетероструктур этой ориентации. Отметим, что в симметрично легированных (110)структурах с квантовыми ямами наблюдался низкий темп процесса спиновой релаксации.

1. Lechner V., Golub L.E., Olbrich P. et al. // Appl. Phys. Lett. 94, 242109 (2009).

2. Olbrich P., Allerdings J., Bel'kov V.V. et al. // Phys. Rev. B **79**, 245329 (2009).

Спектры циклотронного резонанса электронов в гетероструктурах InAs/AlSb в сверхсильных магнитных полях

В.И. Гавриленко¹, О. Драченко², А.В. Иконников¹, С.С. Криштопенко¹, Ю.Г. Садофьев³, К.Е. Спирин¹, Н. Schneider², М. Helm²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105.

² Forschungszentrum Dresden-Rossendorf Institute of Ion Beam Physics and Materials Research,

Dresden, D-01314, Bautzner Landstraße, 400.

Trion Technology, Tempe, AZ 85281, USA.

e-mail: antikon@ipm.sci-nnov.ru

Ранее нами были выполнены теоретические расчеты уровней Ландау в одноэлектронном приближении, в квантовой яме (КЯ) InAs и проведены исследования циклотронного резонанса (ЦР) электронов в гетероструктурах InAs/AlSb с различными толщинами КЯ в квантующих магнитных полях [1, 2]. Положения линий ЦР хорошо согласовывались с теоретическими расчетами, однако наблюдаемая зависимость энергий циклотронных переходов с нижних уровней Ландау от концентрации носителей не описывалась в рамках одноэлектронного приближения, что было связано с эффектами электрон-электронного (е-е) взаимодействия. В настоящей работе исследования ЦР выполнены в более сильных магнитных полях (фактор заполнения v ≤ 1), когда *е-е*-взаимодействие не оказывает влияния на спектр ЦР [3].

Исследуемые структуры InAs/AlSb обладают рядом замечательных свойств, таких как малая эффективная масса электронов 0,03m₀, высокая подвижность, достигающая 9·10⁵ см²/В·с при T = 4,2 К, биполярная остаточная фотопроводимость [4, 5], за счет которой можно изменять в широких пределах обратимым образом концентрацию двумерных электронов в КЯ InAs, что и использовалось для исследования зависимости положения пиков ЦР от концентрации. В данной работе представлены измерения ЦР образца С036 с шириной КЯ 12 нм. Концентрация в образце менялась от 6·10¹¹ см⁻² до 2,3·10¹¹ см⁻² при освещении структуры синим светом. Подвижность составляла $\sim 10^5$ см²/В·с.

Исследования ЦР проводились на образцах квадратной формы размерами 5×5 мм с двумя полосковыми омическими контактами по краям для измерения магнетосопротивления. Измерения были выполнены в Дрезденской лаборатории сильных магнитных полей (HLD) в импульсных полях 55 Т, длительность импульса составляла ло ~150 мс. Магнитное поле было направлено перпендикулярно поверхности образцов. Образцы располагались в световодной вставке в гелиевом криостате в центре соленоида. Измерения проводились при T = 4,2 К. Имелась возможность освещать структуру с помощью синего светодиода, расположенного непосредственно вблизи образца. В качестве источника излучения λ = 11-30 мкм использовался лазер на свободных электронах (FELBE). Частота повторения импульсов лазера составляла 13 МГц, что позволяло обходиться без синхронизации импульсов лазера и магнитного поля.

Помимо пропускания образца измерялось его магнитосопротивление по двухконтактной схеме, что позволяло определять концентрацию электронов непосредственно в тех же условиях, что и при измерении ЦР.

На рис. 1–4 представлены спектры ЦР, измеренные при различных длинах волн излучения. Теоретические расчеты уровней Ландау, выполненные в прошлых работах [1, 2], позволяют однозначно связать наблюдаемую линию поглощения с циклотронным переходом $0^{\uparrow} \rightarrow 1^{\uparrow}$. Видно, что уменьшение концентрации электронов в КЯ приводит к смещению линии ЦР в сторону меньших магнитных полей, причем отношение $\Delta B/B$ тем больше, чем больше длина волны излучения.



Рис. 1. Спектры ЦР в образце С036, измеренные на длине волны $\lambda = 11$ мкм.



Рис. 2. Спектры ЦР в образце С036, измеренные на длине волны $\lambda = 15,2$ мкм.

Для описания наблюдаемого сдвига линии были проведены расчеты формы линии ЦР (которая определяется $\operatorname{Re} \sigma_{xx}(\omega)$) в интервале магнитных полей 25–27 T, что соответствует ЦР на длине

волны 15,2 мкм (рис. 2). Как уже отмечалось, в условиях, когда заполнен только нижний уровень Ландау и спиновое расщепление в несколько раз превышает ширину уровней Ландау, *е-е*взаимодействие не оказывает влияния на спектр ЦР [3].



Рис. 3. Спектры ЦР в образце С036, измеренные на длине волны $\lambda = 20$ мкм.



Рис. 4. Спектры ЦР в образце С036, измеренные на длине волны $\lambda = 30$ мкм.

В этом случае диагональные компоненты тензора проводимости определяются исключительно влиянием примесей и дефектов, которые описывались с помощью хаотического потенциала. В работе использовалась модель δ-коррелированного случайного потенциала, которая приводит к максимально возможной ширине линии ЦР [6]. С учётом усреднения по всем возможным реализациям случайного потенциала выражение для реальной части продольной проводимости может быть записано как

$$\operatorname{Re} \sigma_{xx}(\omega) = \pi e^{2} \hbar S \int_{0}^{\infty} dE \cdot \frac{f_{0}(E) - f_{0}(E + \hbar \omega)}{\hbar \omega} \times D(E) D(E + \hbar \omega) \overline{\left| \left\langle i \left| v_{x} \right| f \right\rangle \right|^{2}} \Big|_{E_{f} = E + \hbar \omega}^{E_{f} = E}.$$

Здесь i и f нумеруют электронные состояния, $f_0(E)$ – фермиевская функция распределения, S –

площадь образца, D(E) и $|\langle i|v_x|f\rangle|^2$ – усреднённые по беспорядку плотность состояний и квадрат матричного элемента скорости. При расчётах проводимости использовался гауссовский вид плотности состояний на уровне Ландау. Квадрат матричного элемента скорости рассчитывался в борновском приближении однократного рассеяния на случайном потенциале [7]. Расчёт одноэлектронных уровней Ландау проводился аналогично описанному в работе [1]. Характерный масштаб уширения плотности состояний на уровнях Ландау определялся из совпадения ширины Re $\sigma_{xx}(\omega)$ и ширины линии ЦР.

Как показали расчеты, при изменении концентрации 2D электронов от 5,57·10¹¹ см⁻² до 2,3·10¹¹ см⁻² положение линии ЦР сдвигается в высокочастотную область на величину $\Delta \omega / \omega = 0.9\%$ и с учетом рассчитанной нелинейной зависимости энергии циклотронного перехода от магнитного поля соответствует $\Delta B/B = 1,1\%$, что достаточно близко к величине 1,2-1,5%, наблюдавшейся в различных опытах (см., например, рис. 2). При v = 1 максимум линии ЦР точно соответствует расстоянию между уровнями Ландау, а при v < 1 смещается в область больших частот на величину порядка полуширины уровня Ландау вследствие уменьшения средней энергии электронов в начальном состоянии. Это почти соответствует случаю, представленному на рис. 2, где v изменяется от 0,88 до 0,37. В то же время в спектрах ЦР в более сильных магнитных полях, представленных на рис. 1, величина сдвига линии при уменьшении концентрации составляет всего 0,4%. Это легко объяснимо, если учесть, что при этом v изменяется от 0,56 до 0,27, т. е. при исходной концентрации электронов максимум линии ЦР уже смещен от расстояния между уровнями Ландау на большую часть полуширины уровня.

Как уже отмечалось, значительно более сильные сдвиги линии ЦР при уменьшении концентрации электронов наблюдаются в длинноволновой области. Так резонансному магнитному полю при $\lambda = 30$ мкм и $n_s = 4,5 \cdot 10^{11}$ см⁻² соответствует v = 1,59, т. е. нижний уровень Ландау заполнен полностью (наблюдаемое на рис. 4 «плечо» на линии ЦР при В = 13,2 Т по-видимому связано с переходом $0^{\downarrow} \rightarrow 1^{\downarrow}$). При уменьшении концентрации до 2,4 $\cdot 10^{11}$ см⁻² уменьшается v лишь до 0,83, в то время как положение линии смещается на 4,1%, что очевидно не может быть обусловлено сдвигом, связанным с уширением уровней Ландау даже с учетом двукратного уменьшения частоты излучения по сравнению с $\lambda = 15,2$ мкм (см. рис. 2). Столь большой сдвиг, скорее всего, связан с эффектами ее-взаимодействия (ср. с [1, 2]), которые должны проявляться в условиях частичного заполнения уровней Ландау с противоположными спинами [3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 09-02-00752 и 08-02-92503_НЦНИЛ), CRDF (Y5-P-01-03) и РАН. С.С. Криштопенко благодарит за поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

- 1. Гавриленко В.И. и др. Нанофизика и наноэлектроника: Материалы всерос. симпоз., 1, 14, (2009).
 - 2. Ikonnikov A. et al. // J. of Low Temp. Physics (2010).
 - 3. Asano K., Ando T. // Phys. Rev. B. 58, 1485 (1998).
- 4. Gauer Ch. et al. // Semicond. Sci. Technol. 8, S137 (1993).
 - 5. Алешкин В.Я. и др. // ФТП, **39**, 30, (2005).
 - 6. Ando T. // J. Phys. Soc. Japan, **38**, 989 (1975).
 - 7. Ando T. // J. Phys. Soc. Japan, 36, 1521 (1974).

Роль межподзонных возбуждений в формировании кулоновской псевдощели при туннелировании электронов между двумерными электронными газами

В.Г. Попов^{1,2}, S. Weidmann³, J.-C. Portal^{3,4,5}

¹Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, НОЦ, ул. Институтская д. 6,

Черноголовка, Московская обл. 142432.

² ФФКЭ, Московский физико-технический институт, Институтский пер. 9, Долгопрудный, Московской обл., 141700.

Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble Cedex 9, France.

⁴ INSA, 135 Avenue de Rangueil, F-31077, Toulouse Cedex 4, France.

⁵ Institut Universitaire de France, 103 Bd. St. Michel, F-75005, Paris, France.

e-mail: popov@iptm.ru

Коллективные эффекты являются предметом наиболее интенсивного исследования в современной физике конденсированного состояния. Двумерный электронный газ (ДЭГ) является одним из самых успешных объектов в этой области. Действительно много коллективных состояний было обнаружено в ДЭГ в перпендикулярном магнитном поле таких как дробный квантовый эффект Холла, вигнеровская кристаллизация, скирмионы. Другим объектом являются двуслойные двумерные системы, в них появляются новые состояния так называемой нарушенной симметрии [1]. Почти все упомянутые эффекты исследовались посредством электронного транспорта вдоль ДЭГ. Что касается туннелирования, было обнаружено только несколько коллективных эффектов, связанных с кулоновским взаимодействием электронов. Первым таким эффектом была кулоновская псевдощель (КП) [2]. Псевдощель означает подавление туннелирования электронов с уровня Ферми в ДЭГ, при этом в транспорте электронов вдоль ДЭГ никаких особенностей не наблюдается. Физика псевдощели тесно связана с таким явлением, как сингулярность на краю Ферми [3]. Иначе говоря, поскольку туннелирование очень быстрый процесс по сравнению с релаксацией заряда, в ДЭГ возникает локальное зарядовое возмущение, которое релаксирует, образуя токовые вихри конечной энергии [4]. В результате электроны с малой энергией не могут принимать участия в туннелировании.

КП наблюдалась как провал туннельной дифференциальной проводимости при нулевом напряжении смещения при туннелировании электронов между идентичными ДЭГ [5], [6] или как дополнительный сдвиг резонансного пика в токе по напряжению смещения в случае ДЭГ с разными концентрациями [7, 8]. Необходимо отметить, что хорошего совпадения экспериментальных данных с теорией так и не было получено [9]. Недавно другой коллективный эффект, а именно обменно-усиленное спиновое расщепление уровней Ландау (УЛ), впервые наблюдался в туннельном транспорте [8]. Расщепление оказалось одинаковым в обоих газах, несмотря на существенную разницу в факторах заполнения УЛ, что, возможно, указывает на то, что ДЭГ в туннельных структурах следует рассматривать как двуслойную систему.

Следует отметить, что резонансный характер туннелирования между ДЭГ очень важен в исследовании псевдощели, поскольку исследуются малые сдвиги резонансного пика в токе. В одночастичном приближении пик в токе должен наблюдаться при совпадении доньев подзон в ДЭГ, т. е. $E_{01} = E_{02}$. В квантующем магнитном поле это условие не изменяется, но появляются реплики упругого туннелирования между УЛ с разными индексами. При этом положение по напряжению упругих реплик определяется из следующих резонансных условий:

$$E_{01} = E_{02} + k\hbar\omega_c,$$
 (1)

где k – целое число, ω_c – циклотронная частота [10]. Влияние псевдощели на упругие реплики, было исследовано лишь недавно [11]. Оказалось, что псевдощелевой сдвиг для этих реплик зависит немонотонным образом от магнитного поля и имеет максимум в поле $B_0 = 12$ Тл, когда циклотронная энергия сравнивается с энергией межподзонного расщепления в ДЭГ с большей концентрацией [12]. Кроме того, недавно были получены новые данные по температурной зависимости псевдощели [13]. Было обнаружено увеличение псевдощели при понижении температуры ниже 2 К [14]. При этом такая зависимость наблюдалась только в сильных магнитных полях $B > B_0$. В данной работе мы обсуждаем теоретические модели, которые качественно могли бы объяснить наблюдаемые экспериментальные данные.

Исследуемые туннельные диоды изготавливались из однобарьерной гетероструктуры, профиль дна зоны проводимости которой приведен на вставке (*a*) к рисунку, на котором приведено топографическое изображение зависимости второй производной туннельного тока от напряжения смещения и магнитного поля, перпендикулярного плоскостям ДЭГ. Из рисунка видно, что минимум второй производной, связанный с первым резонансом, когда уровни E_{01} и E_{02} совпадают, немонотонно смещается в магнитном поле. Подобное поведение резонанса исследовалось раннее в работе [8], где была успешно применена модель, рассматривающая пиннинг УЛ, их усиленное спи-



Топографическая карта второй производной туннельного тока по напряжению смещения как функции напряжения и магнитного поля. Экспериментальные положения первого резонанса отмечены квадратными символами. Экспериментальные положения первого резонанса показаны треугольниками и кружками. Расчетные значения положений первого резонанса и его реплик показаны отрезками сплошных, штриховых и штрихпунктирных линий. Пустыми кружками показано положение второго резонанса. На вставке (*a*) представлена диаграмма дна зоны проводимости исследуемых туннельных диодов при нулевом напряжении смещения. Отрезками сплошных линий показаны квантовые уровни E_{01} , E_{02} и E_{12} в ямах. На вставке (*б*) представлены полевые зависимости псевдощелевых сдвигов ΔV первого резонанса при $T_1 = 0.5$ K, $T_2 = 1.5$ K, и его положительной и отрицательной первых упругих реплик в виде сплошных, пустых квадратов, треугольников и кружков соответственно.

новое расщепление и КП. При этом КП наблюдается как дополнительный сдвиг резонанса по напряжению ΔV относительно одночастичных значений (см. отрезки сплошных прямых).

На вставке (δ) к рисунку КП для первого резонанса представлена в зависимости от магнитного поля при двух температурах: $T_1 = 0.5$ К и $T_2 = 1.5$ К. Как видно, температурная зависимость практически отсутствует до поля $B_0 = 12$ Тл, чтобы понять, что происходит в более высоких полях, необходимо обратить внимание на первые упругие реплики и положение второго резонанса.

Как видно из рисунка, магнитная зависимость положения V_s второго резонанса ($E_{01}(V_s) = E_{12}(V_s)$) также немонотонна. Влияние псевдощелевого сдвига на нее требует дополнительного теоретического анализа, поскольку одночастичные положения этого резонанса требуют самосогласованного расчета. Одночастичные же положения первых упругих реплик легко определяются из уравнения (1) при $k = \pm 1$. Как видно из рисунка, экспериментальные положения реплик смещены в большее напряжение относительно расчетных. Сдвиг по напряжению можно отнести к КП. Как видно из вставки (б) в полях $B < B_0$ КП сдвиги обоих реплик близки к КП сдвигу первого резонанса. При $B > B_0$ КП сдвиг резко уменьшается для отрицательной реплики (k = -1) и плавно спадает для положительной (k = 1). При этом стоит отметить, что при $B > B_0$ положение по напряжению отрицательной реплики становится по абсолютной величине большим, чем положение второго резонанса. Это означает, что при $B > B_0$ циклотронная энергия превышает межподзонную.

Поскольку КП возникает из-за релаксации локального заряда, в данной релаксации могут играть активную роль межподзонные плазмоны, в энергетическом спектре которых присутствует щель величиной с энергию межподзонного расщеления. По-видимому, в малых полях роль таких плазмонов незначительна, а при $B > B_0$ они активно участвуют в релаксации заряда, ускоряя эту релаксацию и снижая таким образом величину КП. Необходимо отметить, что на сегодняшний день отсутствуют теоретические работы, рассматривающие участие межподзонных возбуждений в теории КП.

Работа поддержана грантом РФФИ 10-02-01318-а.

1. Perspectives in Quantum Hall Effect / ed. *Das Sarma*, *S.* and *Pinczuk*, *A.* – John Willey & Sons, Inc., New York 1997.

2. Ashoori, R.C., Lebens, J.A., Bigelow, N.P., Silsbee, R.H. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 681.

3. Matveev, K.A., Larkin, A.I. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46, P. 15 337.

4. Aleiner, I.L., Baranger, H.U., Glazman L.I. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3435.

5. Eisenstein, J.P., Pfeiffer, L.N., West, K.W. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 3804.

6. Dubrovskii, Y.V., Vdovin, E.E., Khanin, Y.N., Popov, V.G., Maude, D.K., Portal, J.-C., Maan, J.K., Andersson, T.G., Wang, S. // Письма в ЖЭТФ. 1999. Т. 69. С. 236.

7. Lok, J.G.S., Geim, A.K., Maan, J.C., Eaves, L., Nogaret, A., Main, P.C., Henini, M. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56, P. 1053.

8. Попов, В.Г., Дубровский, Ю.В., Портал, Ж.-К. // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 768.

9. Turner, N., Nicholls, J.T., Linfield, E.H., Brown, K.M., Jones, G.A. C., Ritchie, D.A. // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 10614.

10. Demmerle, W., Smoliner, J., Berthold, G., Gornik, E., Weimann, G., Schlapp, W. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. P. 3090.

11. Popov, V.G., Dubrovskii, Yu.V., Portal, J.-C. // Proc. of 15th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" Novosibirsk, June 25–29. P. 334 (2007).

12. Popov, V.G., Makarovskii, O.N., Renard, V., Eaves, L., Portal, J.-C. // Abstracts of ICPS-2008, July 25– August 1, Rio de Janeiro, Brasil. P. 69 (2008).

Спиновая релаксация экситонов в непрямозонных гетероструктурах первого рода

Т.С. Шамирзаев¹, J. Debus², Д.Р. Яковлев^{2,3}, К.С. Журавлев¹, М. Bayer²

¹ Институт физики полупроводников, 630090, Лаврентьева 13, Новосибирск.

² Experimental Physics II, TU Dortmund University, D-44221 Dortmund, Germany.

³ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе194021, Политехническая, 26, Санкт-Петербург.

e-mail: timur@thermo.isp.nsc.ru

К настоящему времени огромное число работ было посвящено изучению: (1) полупроводниковых гетероструктур второго рода, в которых электроны и дырки разделяются в реальном пространстве между слоями различных полупроводников, с основным состоянием электрона, принадлежащим: (i) непрямому минимуму зоны проводимости или (ii) Г-минимуму зоны проводимости; а также (2) полупроводниковых гетероструктур первого рода, в которых и электрон, и дырка локализованы в одном из составляющих структуру слоев полупроводников, с основным состоянием электрона, принадлежащим Г-минимуму зоны проводимости. Удивительно, но до последнего времени свойства непрямозонных низкоразмерных полупроводников, в основном Ge и Si, изучались только в диэлектрических матрицах, таких как, например, SiO₂ или Si₃N₄. Так, в литературе практически отсутствуют публикации, посвященные получению и изучению еще одного возможного типа полупроводниковых гетероструктур первого рода с основным состоянием электрона, принадлежащим непрямому минимум зоны проводимости.

Между тем полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой структурой зоны проводимости могут быть удобными объектами для анализа физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено. Характерным примером такого процесса является спиновая релаксация экситонов в квантовых точках (КТ). В теоретических работах [1] было показано, что локализация носителей заряда в КТ приводит к подавлению механизмов, определяющих переворот спина электронов в зоне проводимости, таких как механизмы Эллиота – Яфета и Дьяконова – Переля. Согласно расчетам характерные времена спиновой релаксации носителей заряда и экситонов в КТ при низких температурах и в слабых магнитных полях лежат в миллисекундном диапазоне времен [1]. Время жизни экситона (τ_R) в КТ ограничено временем его рекомбинации. В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода характерные времена рекомбинации экситона лежат в наносекундном диапазоне [2]. Подавление основных механизмов спиновой релаксации в КТ приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов (т_S) в продольном магнитном поле становится заметно больше, чем время жизни экситона. Таким образом, для экспериментального изучения спиновой релаксации экситонов в КТ требуются полупроводниковые гетероструктуры, обеспечивающие длительное время жизни экситона, сравнимое с временем жизни его спинового состояния. Время жизни экситона в непрямозонных полупроводниковых КТ первого рода возрастет до 10⁵ раз и становится сравнимым с ожидаемым временем его спиновой релаксации [3].

В докладе приводятся результаты прямых экспериментальных измерений времени спиновой релаксации экситонов в InAs/AlAs непрямозонных КТ первого рода.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии и состояли из одного слоя InAs KT, помещенного между двумя слоями AlAs толщиной 50 нм. Спиновая релаксация экситонов в КТ изучалась посредством измерения наведенной магнитным полем циркулярной поляризации экситонной фотолюминесценции (рс). Эксперименты проводились в магнитном поле B = 6 Т при температуре 1.7 К. Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась импульсами второй гармоники YAG-лазера длительностью 5 нм и регистрировалась ФЭУ Hamamatsu, работающем в режиме времякоррелированного счета фотонов. Для того чтобы избежать оптической ориентации экситонов, ФЛ возбуждалась импульсами линейно поляризованного света. Неполяризованные экситоны, рожденные после импульса возбуждения, одинаково заселяют расщепленные продольным магнитным полем состояния с различными проекциями спина на ось роста КТ. При больших (по сравнению с температурой) величинах зеемановского расщепления распределение экситонов с различными проекциями спинов стремится к равновесному состоянию за счет процессов спиновой релаксации.

Изменение заселенности экситонных состояний с различной проекцией спина можно описать в рамках двухуровневой модели расщепленных магнитным полем оптически активных экситонных состояний, решая систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{dn_{-}}{dt} = C_{t=0-} - \frac{n_{-}}{\tau_{R}} - \frac{n_{-}}{\tau_{S}} + \frac{n_{+}}{\tau_{S}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}},$$

$$\frac{dn_{+}}{dt} = C_{t=0+} - \frac{n_{+}}{\tau_{R}} + \frac{n_{-}}{\tau_{S}} - \frac{n_{+}}{\tau_{S}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}},$$
(1)

где n_{\pm} – концентрация экситонов в состояниях с проекцией спина на ось квантования ± 1 , а $C_{t=0+} = C_{t=0}$ – заселенность этих состояний непосредственно после импульса возбуждения. Время спиновой релаксации экситонов в КТ можно определить, описывая кинетику циркулярной поляризации экситонной ФЛ функцией $\rho_c(t) = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$.

Кинетика ФЛ InAs/AlAs KT в различных поляризациях и кинетика циркулярной поляризации ФЛ приведены на рисунке. Дисперсия времен жизни экситонов, излучающих на одной длине волны, но локализованных в КТ различного размера и состава в массиве КТ приводит к неэкспоненциальности кривых затухания экситонной ФЛ I(t) [3].



Рис. 1. Кинетика ФЛ в различных поляризациях и кинетика поляризации ФЛ InAs/AlAs КТ в магнитом поле 6 Т при температуре 1.7 К.

Для нахождения распределения времен жизни экситонов $G(\tau_R)$ в массиве КТ кривые затухания неполяризованой экситонной ФЛ аппроксимировались выражением

$$I(t) = \int G(\tau_R) e^{-\frac{t}{\tau_R}} d\tau_R.$$
 (2)

Наблюдаемая в наших экспериментах форма кинетической кривой хорошо описывается, если взять $G(\tau_R)$ в виде несимметричного распределе-

ния: $G(\tau_R) = (A/\tau_R^{\gamma}) \cdot e^{-\tau_R}$, где А, τ_0 , γ – константы, определяемые из подгонки кинетической кривой выражением (2).

Для учета влияния дисперсии времени жизни экситонов в массиве КТ на кинетику поляризации ФЛ все КТ разделялись на группы, в каждой из которых время жизни экситона одинаково. Вклад различных групп КТ в общую ФЛ определяется распределением $G(\tau_R)$. Внутри каждой группы КТ изменение заселенности экситонов в различных спиновых состояниях n_+ и n_- описывалось решением системы уравнений (1). Далее определялось полное число экситонов, находящихся в состояниях с различными проекциями спина (N^{\pm}) в массиве КТ посредством суммирования n_+ и n_- по всем группам КТ с учетом найденного распределения $G(\tau_R)$:

$$N^{\pm}(t,\tau_s) = \int G(\tau_R n_{\pm}(t,\tau_R,\tau_s) d\tau_R).$$
(3)

После учета влияния дисперсии времени жизни экситонов в массиве КТ зависимость $\rho_c(t)$ имеет вид

$$\rho_{c}(t,\tau_{s}) = \frac{N^{+}(t,\tau_{s}) - N^{-}(t,\tau_{s})}{N^{+}(t,\tau_{s}) + N^{-}(t,\tau_{s})}.$$
(4)

При одном фиксированном значении $\tau_{\rm S}$ описать экспериментальные зависимости $\rho_c(t)$ выражением (4) не удается. Мы предположили, что это связано с тем, что у экситонов, локализованных в различных КТ, есть дисперсия времен $\tau_{\rm S}$. Для учета влияния этой дисперсии на заселенность экситонных состояний с различными проекциями спина N^{\pm} усреднялось по распределению времен спиновой релаксации $F(\tau_{\rm S})$:

$$N^{\pm}(t) = \int F(\tau_s N^{\pm}(t,\tau_s) d\tau_s).$$
 (5)

Аппроксимация экспериментальной зависимости $\rho_c(t)$ выражением (4) с учетом усреднения по формуле (5) показала, что для описания эксперимента достаточно взять $F(\tau_s)$ в виде суммы двух дельта-функций с различными весами. Наилучшее описание экспериментально измеренной кинетики поляризации экситонной ФЛ InAs/AlAs KT расчетной кривой было получено для

$$F(\tau_s) = 0.83 \cdot \delta(\tau_s - 1.5 \cdot 10^{-4}) + 0.17 \cdot \delta(\tau_s - 1.5 \cdot 10^{-7}),$$

т. е. в массиве КТ сосуществуют экситоны с двумя характерными временами спиновой релаксации $\tau_s = 150$ мкс и 150 нс, отличающимися на 3 поряд-ка величины.

Работа поддержана РФФИ (проект 10-02-00240), программой фундаментальных исследований Президиума СО РАН (проект 32) и DFG (grant YA 65/12-1).

1. *Khaetskii A.V.* / A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. 12 639.

2. *Bimberg D.* / D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. Quantum Dot Heterostructures – New York: Wiley, 1999.

3. *Shamirzaev T.S.* / T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. 213101.

Магнитоэлектрические взаимодействия в гетероструктурах ферромагнетик – сегнетоэлектрик

Ю.К. Фетисов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), пр. Вернадского, 78, Москва. e-mail: fetisov@mirea.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект наблюдается в диэлектриках, обладающих одновременно магнитным и электрическим упорядочением и проявляется в изменении поляризации Р образца в магнитном поле Н (прямой эффект) или изменении намагниченности М образца в электрическом поле E (обратный эффект) [1]. В естественных кристаллах МЭ-эффект, как правило, мал по величине и имеет место при низких температурах или в больших магнитных полях.

Значительно больший по величине МЭэффект обнаружен в композитных гетероструктурах, содержащих чередующиеся ферромагнитные (ФМ) и сегнетоэлектрические (СЭ) слои (рис. 1). В таких структурах МЭ-эффект возникает вследствие комбинации магнитострикции и пьезоэффекта посредством механической связи между слоями [2]: внешнее поле Н вызывает магнитострикционную деформацию ФМ-слоя, деформация передается СЭ-слою, на поверхностях структуры из-за пьезоэффекта появляются связанные заряды и генерируется напряжение и. Эффективность прямого МЭ-взаимодействия характеризует коэффициент $\alpha_E = u/(bH)$, где b – толщина структуры, а эффективность обратного МЭ-взаимодействия - $\alpha_{\rm B} = B/(U/b)$, где U – приложенное к структуре напряжение, В – изменение магнитного поля образца.



Рис. 1. Гетероструктура, содержащая ферромагнитные и сегнетоэлектрические слои.

В докладе рассмотрены способы изготовления ФМ-, СЭ-структур, характеристики МЭ-взаимодействий в структурах различного состава и толщины, в том числе в наноструктурах, и перспективные применения МЭ-взаимодействий в электронике.

Материалы и технологии

Для достижения наибольшей эффективности МЭ-взаимодействия в гетероструктурах используют ФМ-материалы с высокой магнитострикцией $\lambda \sim 10^{-5}...10^{-2}$: металлы Ni, Co, Fe, сплавы пермендюр (Fe_{0.49}Co_{0.49}V_{0.02}), галфенол (Ga_{0.2}Fe_{0.8}) и Terfenol-D (Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.9}), манганит лантанастронция (La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃), аморфный сплав (Fe_{90,3}Ni_{1.5}Si_{5.2}B₃), никель-цинковый и кобальтцинковый (Ni_{0.8}Zn_{0.2}Fe₂O₄, Co_{0.6}Zn_{0.4}Fe₂O₄) ферриты и СЭ-материалы с большим пьезомодулем $d \sim 10^2 \dots 10^3$ пКл/Н, такие как цирконат-титанат стронция РZT (PbZr_{0.52}Ti_{0.48}O_3), титанат бария-стронция BST (Ba_xSr_yTiO_3) или магниониобат-титанат свинца PMN-PT (PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3 - PbTiO_3).

Выбор технологии изготовления МЭгетероструктур определяется требуемой толщиной слоев. Структуры со слоями толщиной 0.1...1 мм получают, склеивая ФМ- и СЭ-пластины с помощью эпоксидного клея. Такое соединение обеспечивает необходимую механическую связь между слоями. Структуры со слоями толщиной 10...100 мкм изготавливают методами пленочной керамической технологии из порошков с размерами частиц 0.1-5 мкм. Структуры со слоями толщиной 10 мкм - 10 нм изготавливают путем последовательного нанесения ФМ- и ПЭ-слоев с помощью, например, термического осаждения, магнетронного напыления, лазерной абляции, золь-гельметодом. После изготовления на поверхности структуры наносят металлические электроды и поляризуют СЭ-слои, нагревая структуру до температуры, близкой к точке Кюри сегнетоэлектрика, прикладывая постоянное электрическое поле напряженностью 1...10 кВ/см и затем охлаждая ее до комнатной температуры.

Эффективность МЭ-взаимодействия

Эффективность МЭ-взаимодействия в ФМ-, СЭ-структурах зависит от используемых материалов, толщин слоев, частоты модуляции полей, величины и ориентации приложенных к структуре постоянных магнитных и электрических полей. Эффективность пропорциональна произведению пьезомагнитного $q = \partial \lambda / \partial H (\lambda - магнитострикция)$ коэффициента и пьезомодуля *d* слоев структуры $\alpha_E \sim q d$.

На рис. 2 показана типичная частотная зависимость МЭ-напряжения u(f), генерируемого двухслойной структурой в виде диска диаметром 25 мм, содержащего слой Ni толщиной 200 мкм и слой РZT толщиной 300 мкм, помещенной в касательное постоянное поле H = 50 Э и параллельное ему переменное поле $h\cos(2\pi ft)$ с амплитудой h = 5 Э. Во всей области частот и не превышает 10 мВ, что соответствует $\alpha_E \sim 40$ мВ/Э·см. При совпадении частоты поля f с частотой акустических колебаний структуры механические деформации возрастают, что вызывает увеличение и. Резонанс на частоте $f_1 = 6.7$ кГц отвечает изгибным колебаниям, а резонанс на частоте $f_3 = 112$ кГц – планарным колебаниям диска. Добротность резонансов $Q \sim 10^2$, что приводит к генерации напряжения с амплитудой ~0.5 В и росту эффективности до $\alpha_E \sim 2$ В/Э·см.



Рис. 2. Частотная зависимость МЭ-напряжения для двухслойной Ni-ЦТС-структуры при *H* = 50 Э

На рис. 3 приведена зависимость u от напряженности постоянного поля H, приложенного к трехслойной структуре Ni-PZT-Ni толщиной 0.5 мм. При касательном намагничивании u максимальна в поле $H_{//\sim}$ 150 Э, отвечающем максимуму пьезомагнитного коэффициента q. При намагничивании структуры перпендикулярно к плоскости максимум u смещается в поле $H_{\perp} \sim 2.5$ кЭ из-за эффектов размагничивания.

Эффективностью МЭ-взаимодействия в ФМ-, СЭ-структурах можно управлять также с помощью электрического поля. Приложенное к слою СЭ поле E меняет его диэлектрическую проницаемость ε и пьезомодуль d, что приводит к изменению генерируемого напряжения, как демонстрирует рис. 4.



Рис. 3. Полевая зависимость МЭ-напряжения для Ni-PZT-Ni-структуры на частоте 1 кГц



Рис. 4. Зависимость МЭ-напряжения от поля E для Ni-PZT-структуры на частоте f_1 при H = 150 Э

К настоящему времени в гетероструктурах различного состава при комнатной температуре наблюдали МЭ-эффект на частотах $10^{-4}...10^7$ Гц, достигнута эффективность $\alpha_E \sim 1$ В/Э·см, а в резонансных условиях – до $\alpha_E \sim 500$ В/Э·см.

МЭ-эффект в микро- и наноструктурах

Как показали проведенные исследования, рассмотренные выше основные закономерности МЭвзаимодействий при переходе к ФМ-, СЭструктурам с толщинами слоев в единицы микрон - десятки нанометров сохраняются, однако появляются особенности. Из-за наличия демпфирующей подложки, на которой изготавливаются структуры, падает эффективность взаимодействия α_Е. Уменьшение толщины *b* СЭ-слоев вызывает пропорциональное падение амплитуды напряжения и до уровня мкВ. Сокращение размеров структур в плоскости приводит к росту частот акустических колебаний и падению добротности резонансов. Тем не менее в структуре, содержащей пленку РZT толщиной 100 нм, напыленную на кристалл манганита La_{1.2}Sr_{1.8}Mn₂O₇, наблюдали МЭ-эффект с $\alpha_E \sim 600$ мВ/Э·см; в пленочной структуре CoFe₂O₄ -Pb(Zr,Ti)O₃ общей толщиной 400 нм, изготовленной золь-гель-методом на кремниевой подложке, обнаружен МЭ-эффект величиной α_E = 300 мВ/Э·см, наблюдали МЭвзаимодействие также в пленочной структуре кобальтовый феррит-РZT общей толщиной 30 нм. Предварительные результаты свидетельствуют о реальных возможностях создания ФМ-СЭ наноструктур, проявляющих достаточно эффективное МЭ-взаимодействие.

Применение МЭ-взаимодействий

К настоящему времени экспериментально продемонстрирована работоспособность целого ряда элементов и устройств, использующих МЭвзаимодействия в композитных структурах [3]:

- Датчики постоянных и переменных магнитных полей с чувствительностью до ~10⁻¹² Тл, работающие при комнатной температуре.
- Твердотельные трансформаторы и преобразователи электрического напряжения с управляемым коэффициентом трансформации до 300.
- Перестраиваемые электрическим полем устройства обработки сигналов диапазона частот 1–100 ГГц (резонаторы, фильтры, линии задержки, фазовращатели) на основе ферромагнитного резонанса и спиновых волнах.
- Элементы магнитной памяти, переключаемые электрическим полем.
- Автономные источники энергии малой мощности, преобразующие энергию механических вибраций и магнитных полей промышленного и природного происхождения в электричество.
- Пленочные МЭ-головки считывания информации с магнитных носителей.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект 2.11.6650) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 09-02-12439 офи_м).

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982. – 620 с.

2. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S. et al. Multiferroic magnetoelectric composites // JAP. 2008. V. 103. P. 031101.

3. *Fetisov Y.K.* Magnetoelectric effect in multilayer ferromagnetic-piezoelectric structures and its applications in electronics // Bul. of RAS: Physics. 2007. V. 71. P. 1626– 1631.

Асимметричная кинетика перемагничивания тонких обменно-связанных пленок ферромагнетика

Л.С. Успенская

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432. e-mail: uspenska@issp.ac.ru

Фундаментальные и технологические аспекты гетерофазных материалов, особенно тонких гетерофазных плёнок, широко исследуются в настоящее время и ввиду интересной физики таких систем, и в силу их значимости для приложений. В частности, большой интерес вызывают естественные и искусственные материалы с фазовым расслоением типа ферромагнетик-антиферромагнетик, или мягкий-жёсткий ферромагнетики, в которых проводящие свойства изменяются под действием слабых магнитных полей. Эффекты переключения в таких материалах связаны с трансформацией магнитной структуры, а в слабых полях – с трансформацией магнитной доменной структуры.

В данной работе выполнено исследование кинетики перемагничивания тонких гетерофазных ферро-антиферромагнетик FeNi/FeMn, плёнок выращенных магнетронным распылением на кремниевых подложках в присутствии плоскостного магнитного поля, что привело к формированию однонаправленной анизотропии, ориентированной в плоскости, и к однодоменности плёнок. Кривые намагничивания, петли гистерезиса и динамические характеристики процессов были определены для намагничивания плёнок в плоскости. Петли гистерезиса снимались на двухкомпонентном вибрационном магнитометре. Визуализация магнитной доменной структуры и динамические характеристики движения доменных границ определялись с помощью метода магнитооптической визуализации магнитного потока, как в [1]. Эксперименты проводились при комнатной температуре.



Рис. 1. Продольные (1) и поперечные (2) компоненты намагниченности при направлениях внешнего магнитного поля под углами (*a*) 0°, (*б*) 90°, (*в*) +70° и (*г*) –78° к оси легкого намагничивания.



Рис. 2. Траектория вектора намагниченности при пилообразной развертке поля между $-60 \ni u + 60 \ni$ при его направлении под углами ϕ к оси однонаправленной анизотропии (по оси *x* отложена параллельная полю компонента намагниченности, по оси *y* – перпендикулярная).

При снятии петель гистерезиса было установлено, что наряду со стандартными петлями, соответствующим обменно-смещённой петле при направлении магнитного поля вдоль легкой оси, рис. 1, *a*, и вращению намагниченности при перпендикулярном направлении поля, рис. 1, δ , в широком диапазоне углов ф между направлением поля и легкой осью прорисовываются асимметричные петли, существование которых нельзя объяснить с учётом только однонаправленной анизотропии, рис. 1, *в*, *г*.

Ещё более четко разница в свойствах обменно-смещенного ферромагнетика и ферромагнетика с однонаправленной анизотропией видна из годографов, описываемых концом усредненной намагниченности образца при различных направлениях поля, рис. 2. При малых углах между полем и осью легкого намагничивания это симметричные петли, расширяющиеся с увеличением угла ф, рис. 2 ($\phi = 2$, 12, 22, 32, 152(–28) градусов). По мере приближения к перпендикулярному направлению симметрия нарушается, рис. 2 ($\phi = 52$, 72, 112(–78), 142(–38) градусов), появляется быстрый проскок вектора намагниченности к направлению оси легкого намагничивания. И наконец, при ϕ в диапазоне 75–110 градусов петля «схлопывается» и становится дугой, что соответствует развороту намагниченности при развертках поля от +60 Э к –60 Э и от –60 Э к +60 Э через одно и то же направление, соответствующее направлению оси легкого намагничивания, рис. 2 (ϕ = 82, 87, 102(–78) градусов). Здесь надо отметить, что участки петли, идущие по дуге, соответствуют процессу вращения намагниченности, идущему синхронно во всем образце, а отклонения от дуги соответствуют движению доменных границ через исследуемый кристалл.

Из анализа вида годографов и петель гистерезиса нетрудно понять, что при определённых направлениях поля ($\phi = -70^{\circ} \div -102^{\circ}$) имеет место принципиальная разница в процессе намагничивания и перемагничивания пленки: в одном случае это чисто процесс вращения намагниченности, а в другом случае – движение доменных границ и поворот намагниченности к направлению поля. Такая асимметрия процесса принципиально отличает образцы с обменно-наведенной однонаправленной анизотропией. Аномалии видны также на зависимости коэрцитивности от угла поворота поля, рис. 3, вблизи перпендикулярного направления поля при $\phi = -70^{\circ} \div -102^{\circ}$.



Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы $(H_{c1}, H_{c2}$ соответствуют развертке поля в противоположных направлениях) и поля смещения H_e от угла поворота поля. H_{c1} , H_{c2} и H_e определены из петель гистерезиса.

Визуализация процесса перемагничивания полностью подтвердила данные выводы. Было показано, что в широком диапазоне углов между намагничивающим полем и осью легкого намагничивания имеет место процесс перемагничивания через зарождение и движение 180-градусных head-to-head доменных границ с последующим поворотом намагниченности к направлению поля. Зарождение границ происходит пороговым по величине поля образом, и также зависит от направления поля. Величина порога Н_п практически совпадает с *H*_{c1} и *H*_{c2} в той области углов, где доменные границы зарождаются. Границы имеют зигзагообразный вид, зигзаги ориентированы по направлению поля. Длина зигзагов (и суммарная длина доменных границ) минимальна в поле, параллельном оси легкого намагничивания. Экспериментально наблюдался относительно небольшой диапазон углов, когда перемагничивание осуществляется с движением доменных границ, а намагничивание идет чисто через процесс вращения намагниченности.



Рис. 4. Зависимость времени зарождения доменных границ и скорости их движения от величины импульсно приложенного магнитного поля и от его абсолютного направления. Инверсия магнитного поля приводит к изменению времен зарождения и скоростей доменных границ на порядок.

Для перемагничивания в поле, параллельном оси легкого намагничивания, было выполнено определение динамических параметров движения доменных границ при импульсном приложении поля. В результате удалось показать, что время зарождения границ является функцией не только величины приложенного поля, но и абсолютного направления поля. Для поля, совпадающего с осью легкого намагничивания, времена зарождения оказались на порядки меньше, чем для противоположного поля, рис. 4, а. После зарождения доменные границы начинают медленно. линейно во времени, дрейфовать через весь образец. При этом скорость движения границ оказывается экспоненциальной функцией поля, зависящей, как и время зарождения границ, от абсолютного направления поля, рис. 4, б. Важно отметить относительно небольшую скорость движения границ в гетерофазной пленке пермаллой – антиферромагнетик, на порядки ниже, чем скорость движения границ в однослойной пленке пермаллоя. Скорость порядка 1 мм/с является фактически предельной скоростью движения границ. В больших полях граница теряет свою структуру и процесс движения границы превращается в процесс неоднородного вращения намагниченности перед движущейся границей, от которой к этим областям идут тяжи.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 09-02-00856. Хотелось бы поблагодарить В.И. Никитенко, О.А. Тихомирова и М.В. Инденбома за обсуждение полученных результатов.

1. Uspenskaya, L.S. Magnetization reversal of thin $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ manganite films grown on $LaAlO_3$ / Uspenskaya L.S., Nurgaliev T., Miteva S. // J. Phys. D. 2009. V. 42. P. 185006.

Интерфейсы материалов с разными типами магнитного упорядочения в наноструктурах

В.М. Уздин

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург.

Исследование искусственных слоистых наноструктур, состоящих из материалов с различными типами магнитного упорядочения, привело к бурному развитию области физики, которая объединяет фундаментальную науку с новейшими технологиями и промышленными приложениями. В таких системах обнаружен целый ряд новых явлений важных как для фундаментального магнетизма, так и с точки зрения использования в наноэлектронике.

С развитием технологий создания наноструктур все большую роль приобретает экспериментальное и теоретическое изучение пространственной неоднородности, вызванной структурными дефектами вблизи поверхностей и интерфейсов наносистем, которая часто приводит к качественному изменению магнитных и транспортных свойств. В наносистемах приповерхностные и интерфейсные атомные слои могут составлять значительную часть объема образца и влияние их структуры на физическое поведение и отклик системы на внешнее воздействие существенно увеличиваются. Перемешивание атомов, ступеньки и островки на интерфейсах невозможно исключить в процессе эпитаксиального роста. В то же время такие дефекты могут привести и к улучшению используемых характеристик наноструктур или формированию новых свойств, полезных для практических приложений. В системах, состоящих из магнитных материалов с разными типами магнитного упорядочения, знание пространственной структуры интерфейса на атомном масштабе и ее связи с магнитной структурой открывают путь к созданию новых функциональных материалов.

Теоретическое описание таких пространственно-неоднородных систем на основе микроскопического гамильтониана представляет собой сложную задачу, поскольку для аккуратного расчета разных частей системы может потребоваться учет разных типов взаимодействий. Поэтому интерес представляет теоретический подход, в котором самосогласованные расчеты магнитной структуры проводятся только для части системы, а влияние на нее оставшегося окружения учитывается посредством изменения характеристик интерфейса или введением локального внутреннего магнитного поля, действующего в окрестности интерфейса. Такой подход использован в данной работе для описания процессов перемагничивания в спиновых пружинах – слоистых системах, состоящих из обменно связанных слоев жесткого и мягкого магнетиков.

Неколлинеарная магнитная структура и ее зависимость от приложенного внешнего поля в спиновых пружинах исследовалась различными экспериментальными методами. Однако интерпретация этих экспериментов требует использования моделей, позволяющих связать химическую и магнитную структуру с измеряемыми величинами. Если модели слишком упрощены, их применение может привести к неверным выводам относительно эволюции магнитной структуры в процессе перемагничивания. Поэтому расчеты, основанные на реалистичном микроскопическом гамильтониане для коллективизированных электронов, важны как для интерпретации эксперимента, так и для проверки используемых феноменологических моделей.

Остановимся на экспериментах с пробными слоями, в которых измеряемый сигнал приходит от определенных химических элементов или изотопов, помещенных на заданном расстоянии от интерфейса. Такие эксперименты были проведены для изучения пространственного распределения неколлинеарной намагниченности в гетероструктурах. Если использовать в качестве пробных слои изотопа ⁵⁷Fe в спиновой пружине SmCo/Fe, то по амплитуде линий в мессбауэровском спектре можно восстановить направление магнитных моментов в этих слоях [1]. Однако, при этом необходимо учитывать, что в процессе эпитаксиального роста возможно перемешивание атомов и поэтому атомы ⁵⁷Fe могут оказаться за пределами пробных слоев [2]. Кроме того, в [1] использовалась модель, предполагающая линейную зависимость угла поворота магнитных моментов атомов железа от расстояния до интерфейса с жестким магнетиком.

Для проверки этой модели и интерпретации мессбауэровских данных на основе микроскопического гамильтониана Андерсона были проведены самосогласованные расчеты магнитной структуры пленки железа толщиной 100 монослоев во внешнем поле на поверхности жесткого магнетика. Параметры гамильтониана для α-Fe хорошо известны из сравнения с данными эксперимента и расчетами из первых принципов. Расчеты позволяют воспроизвести процесс перемагничивания мягкого магнетика при изменении внешнего поля как по величине, так и по направлению [3, 4]. Влияние жесткого магнетика на мягкий моделировалось посредством введения внутреннего магнитного поля, действующего на магнитные моменты вблизи интерфейса. Расчеты показали, что увеличение толщины мягкого магнетика приводит к сильному (на 1-2 порядка) уменьшению поля, необходимого для необратимого перемагничивания системы. Причину этого эффекта легко понять на основе простой механической аналогии. Рассмотрим систему, состоящую из массивных шари-

ков, соединенных упругими пружинками подвешенных во внешнем гравитационном поле. Очевидно, что пружинки будут тем больше растянуты, чем они ближе к точке подвеса. Точно так же магнитные моменты вблизи интерфейса с жестким магнетиком поворачиваются на больший угол относительно соседних моментов, чем вблизи свободной поверхности мягкого магнетика. Хотя угол поворота моментов атомов железа относительно намагниченности жесткого магнетика монотонно растет от интерфейса к поверхности, этот рост нелинеен. Таким образом выводы, сделанные в [1] относительно процессов перемагничивания в окрестности интерфейса на основе модели равномерно закрученной спирали, должны быть пересмотрены.

Знание угла поворота магнитных моментов θ_i в каждом слое *i* позволяет найти соотношение интенсивностей 2-й и 3-й линий R_{23} в мессбауэровских спектрах электронов конверсии. Если слои i_0 , $i_0+1...i_0+n$, считая от интерфейса, содержат изотопы ⁵⁷Fe, а в остальных слоях их нет, получаем

$$R_{23} = 4 \frac{1-R}{1+R},$$
(1)
где $R = \frac{\cos^2 \phi}{n < \alpha_n > \sum_{\{i\}} \sin^2 \theta_i \left(0.6 + 0.14 \frac{100-i}{99} \right).$

В этом выражении ϕ – угол между падающим излучением и поверхностью образца, θ_i – угол, который магнитные моменты в *i*-м слое образуют с намагниченностью жесткого магнетика. Суммирование идет по слоям, содержащим мессбауэровский изотоп. Скобка под знаком суммы и множитель

$$<\alpha_n>=0.6+\frac{0.14}{99}\left(i_0+\frac{n}{2}\right)$$
 (2)

учитывает ослабление потока электронов конверсии за счет поглощения внутри образца [1]. Если образец содержит два пробных слоя толщиной $n_{(1)}$, $n_{(2)}$ с концентрацией мессбауэровского изотопа $c_{n(1)}$, $c_{n(2)}$ соответственно, для R_{23} может быть получено выражение

$$R_{23} = \frac{n_{(1)} < \alpha_{n(1)} > c_{n(1)}R_{23}^{(1)} + n_{(2)} < \alpha_{n(2)} > c_{n(2)}R_{23}^{(2)}}{n_{(1)} < \alpha_{n(1)} > c_{n(1)} + n_{(2)} < \alpha_{n(2)} > c_{n(2)}}$$

где величины $R_{23}^{(1)}$, $R_{23}^{(2)}$, $<\alpha_{n(1)}>$, $<\alpha_{n(2)}>$ рассчитываются по формулам (1) и (2) для соответствующих пробных слоев.

На рисунке представлена зависимость величины R_{23} от приложенного внешнего поля при разных значениях внутреннего поля, определяющего обменное взаимодействие с жестким магнетиком. Предполагается, что пробные слои 1–10 обогащены изотопом ⁵⁷Fe на 95%, а оставшиеся 90 атомных слоев содержат природное железо с 2% мессбауэровского изотопа.



Зависимость $R_{23}(H)$. Квадраты, кружки треугольники соответствуют разным значениям внутреннего магнитного поля на интерфейсе.

В малых полях, когда моменты атомов железа направлены вдоль намагниченности жесткого магнетика, и в очень сильных полях, когда они упорядочиваются вдоль поля, величина R_{23} близка к 4. В промежуточных полях в образце формируется спиральное магнитное упорядочение, что приводит к резкому уменьшению R_{23} . Мессбауэровские спектры систем с пробными слоями ⁵⁷Fe вблизи интерфейса оказываются очень чувствительны к обменному взаимодействию с жестким магнетиком.

Полученные зависимости позволяют исследовать вопрос о том, как обменное взаимодействие на интерфейсе меняет свойства магнитных пружин. В то же время они дают возможность использовать мессбауэровскую спектроскопию с угловым разрешением и пробными слоями ⁵⁷Fe для контроля неколлинеарного магнетизма на наномасштабе.

Неколлинеарные магнитные структуры, аналогичные возникающим в спиновых пружинах, образуются в блоховских доменных стенках и в обменно связанных системах ферромагнетик/антиферромагнетик. Развитый теоретический подход может быть использован и для их исследования, причем на его основе удается учесть влияние перемешивания на интерфейсах на магнитную структуру и описать ее эволюцию при изменении внешнего магнитного поля.

Работа поддержана грантами РФФИ 10-02-91330 ННИО и РФФИ 10-02-00451.

1. Kuncser V.E., Doi M., Keune W., Askin M., Spies H., Jiang J.S., Inomata A., and Bader S.D. // Phys. Rev. B. 68, 064416 (2003).

2. *Uzdin V.M., Keune W. //* J. Phys: Condens. Matter, **19**, 136201 (2007).

3. Uzdin V.M., Vega A. // Phys. Rev. B. 77, 134446 (2008).

4. Uzdin V.M., Vega A. // Nanotechnology 19, 315401 (2008).
Управление АФМ – ФМ-связью на поверхности FeNi₃

В.Н. Петров, А.Б. Устинов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург. e-mail: petrov@tuexph.stu.neva.ru

Существующие модели спинтронных приборов часто не являются таковыми в чистом виде. В них происходит перенос заряда.

На базе закона Ома и уравнений Максвелла написаны уравнения, которыми можно руководствоваться при создании новых элементов спинтроники. Спин электрона является моментом импульса и не взаимодействует с электрическим и магнитным полем. Поэтому уравнения написаны для магнитных моментов µ. Тем не менее в силу традиции во всех уравнениях сохранено название "спиновый". Средой для распространения спинового тока могут являться нанометровые пленки (или островки на поверхности), связанные обменным взаимодействием (например, антиферромагнитным). При написании этих уравнений использовался следующий основной принцип. Сигнал должен переноситься без переноса заряда (электронов) только за счет изменения магнитного момента электронов (поворота магнитного момента на 180 градусов).

Ниже представлены некоторые из этих уравнений. Для удобства восприятия приводятся формулы для электрического и спинового тока. Сила, действующая на заряд $\mathbf{F} = q\mathbf{E}, E$ – напряженность электрического поля. Момент силы, действующей на магнитный момент $\mathbf{M} = [\mathbf{\mu}, \mathbf{B}], B$ – магнитная индукция. Определение электрического тока I == dq/dt. Определение спинового тока $I_S = d\mu/dt$. Плотность электрического тока j = dI/ds, s - площадь. Плотность спинового тока $i_S = dI_S/ds$. Закон Ома в дифференциальной форме для электрического тока $j = E/\rho$, ρ – удельное электрическое сопротивление. Закон Ома в дифференциальной форме для спинового тока $j_S = B/\rho_S$, ρ_S – специфическое удельное магнитное сопротивление (векторы **ј**_S и **В** не обязательно должны совпадать по направлению).

Запуск спинового тока может осуществляться переменным (импульсным) электрическое полем, которое в свою очередь будет создавать переменное магнитное поле, поворачивающее магнитный момент $\int \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int (d\mathbf{D}/dt) ds$. В качестве конечного элемента можно использовать слои, обладающие свойствами ГМС. Информацию также можно считывать с помощью магнитооптического эффекта Керра.

Предложены конструкции некоторых элементов. Выполнены эксперименты, подтверждающие справедливость данной концепции. На поверхности FeNi₃(110) выращивалась тонкая пленка Fe (1.0–3.0 ML). Методом спин-поляризованной электронной оже-спектроскопии (СПЭОС) было установлено, что данная пленка антиферромагнитным образом упорядочена относительно объема FeNi₃. Эксперименты, выполненные методом СПЭ-ОС, показали, что удается изменить направление намагниченности тонкой пленки Fe за счет быстрого изменения вектора напряженности электрического поля, приложенного перпендикулярно поверхности.

Экспериментально исследовалась поляризация низковольтных оже-пиков железа и никеля в зависимости от толщины пленки железа на поверхности. Для этого в режиме «с остаточной намагниченностью» записывался спин-поляризованный оже-спектр в диапазоне 30÷65 эВ. Результат этих измерений (после вычитания фона) показан на рис. 1.



Рис. 1. Спин-разрешенные оже-спектры поверхности FeNi₃(110) после вычитания фона (верхний рисунок) и поверхности FeNi₃(110), покрытой двумя монослоями железа (нижний рисунок).

Видно, что поляризация оже-пиков для пленки толщиной в два монослоя становится отрицательной. Это говорит об антиферромагнитном упорядочении атомов железа по отношению к объему. Причина такого упорядочения связана с ростом железа на поверхности FeNi3(110) в гамма-фазе.



Рис. 2. Петли гистерезиса, снятые для поверхности FeNi₃ (110) (*a*) и поверхности FeNi₃ (110), покрытой двумя монослоями железа (δ).

Отметим, что интегральный спектр вторичных электронов (без вычитания фона) не демонстрирует отрицательной поляризации, что связано с большой длиной свободного пробега для вторичных электронов.

Для более тщательного исследования антиферромагнитного упорядочения мы записывали при энергии 47 эВ (соответственно низковольтному пику Fe) петли гистерезиса, которые представлены на рис. 2. По горизонтальной оси отложен ток, который пропорционален намагниченности образца, а по вертикальной оси отложена поляризация вторичных электронов. Видно, что магнитный момент пленки железа на поверхности FeNi3(110) имеет противоположный знак.

На следующем этапе к образцу прикладывалось электрическое поле напряжением в 100 В и с помощью специального ртутного герконового реле производилось снятие этого напряжения в течение 5 нс. Данная процедура в полном соответствии с теоремой о циркуляции приводила к изменению направления намагниченности пленки железа на определенных участках образца.

Работа проводилась в группе поверхностного магнетизма СПбГПУ при поддержке гранта РФФИ № 08-02-00969.

Enhancement of photon number reflected by the relativistic flying mirror

M. Kando,¹ A.S. Pirozhkov,¹ K. Kawase,¹ T.Zh. Esirkepov,¹ Y. Fukuda,¹ H. Kiriyama,¹

H. Okada,¹ I. Daito,¹ T. Kameshima,¹ Y. Hayashi,¹ H. Kotaki,¹ M. Mori,¹ J.K. Koga,¹ H. Daido,¹ A.Ya. Faenov,^{1,*} T. Pikuz,^{1,*} J. Ma,^{1,†} L.-M. Chen,^{1,†} E.N. Ragozin,² T. Kawachi,¹ Y. Kato,^{1,‡} T. Tajima,^{1,§} and S.V. Bulanov¹

¹ Advanced Photon Research Center, JAEA, 8-1-7 Umemidai, Kizugawa, Kyoto 619-0215, Japan.

² P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninsky prospekt 53, 119991 Moscow.

e-mail: enragozin@sci.lebedev.ru

Short, coherent pulses in the extreme ultraviolet (XUV) to x-ray spectral range are important tools for applications in material science, structural biology of proteins, attosecond spectroscopy, etc. [1]. Several schemes have been proposed and studied intensively to generate ultrashort pulses, e. g., high order harmonic generation in gases [2] or solids [3], freeelectron lasers [4], plasma based x-ray lasers [5], and reflection from flying mirrors moving nearly at the speed of light [6, 7]. These flying mirrors are dense electron shells formed in a breaking wake wave, excited by the intense, short pulse laser in underdense plasma. These shells partially reflect a counterpropagating laser pulse. The reflected pulse inherits properties of the incident electromagnetic wave, such as coherence, polarization, and pulse form. The reflected radiation wavelength is shortened as $\approx \lambda_s / (2\gamma_{ph})^2$ due to the double Doppler effect, where λ_s and $\gamma_{ph} = [1 - (v_{ph}/c)^2]^{-1/2}$ are the incident pulse (source) wavelength and the relativistic factor associated with the mirror, v_{ph} is its phase velocity, and c is the speed of light in vacuum. The relativistic mirror paradigm is fruitful for a wide range of problems in theoretical physics such as Unruh radiation [8], the Casimir effect [9], and nonlinear quantum electrodynamics [10]. In relativistic laser plasmas, the oscillating relativistic mirror concept plays a key role in the theory of high harmonics generation [11], in ultrashort pulse generation [12], and in the high efficiency regimes of laser ion acceleration [13]. As noted in [6], focusing the reflected light by the relativistic mirror into a focal spot whose size is defined by the shortened radiation wavelength allows approaching the Schwinger limit, where electron-positron pair creation and nonlinear vacuum permeability become significant [10].

The first demonstration of the laser light reflection and frequency upshift within the relativistic flying mirror scheme was reported in [7]. There remained several questions as to how close the theoretical predictions on the flying mirror reflectivity could be approached under experimental conditions. Another question is on the uniformity of the mirror surface: the reflecting dense electron shell is formed in the nonlinear wake wave breaking, which may cause mirror modulations and fragmentations preventing the high quality focusing of the reflected light. Here, we have performed a series of experiments aimed at finding the answers to these questions. We used a high power laser system, which provided a regime of more nonlinear interaction than in [7], in a setup with the head-on collision of two laser pulses (Fig. 1). The

head-on collision has advantages in providing better control for the overlapping in space and time of the laser pulses and in achieving the conditions desired for the two pulse interaction mediated by the wake wave.



The experiment was performed with the J-KAREN laser, a Ti:sapphire chirped pulse amplification (CPA) laser at JAEA [14]. In the experiment, the 520 mJ laser beam was split into three beams by two pellicles after the compression. The first one produced a probe beam; the transmitted beam was further split into driver (to excite the wakefield) and source (to be reflected) pulses. The typical energies of the driver and source beams were 400 and 42 mJ, respectively. The pulse-topulse energy stability was 11% in the standard deviation. Pulse durations of the driver and source beams were measured with a third-order transient grating frequency resolved optical gating [15] and were 27 and 34 fs FWHM, respectively. The contrast ratios at -100and -500 ps were 10^7 and 10^6 , respectively.

The driver and source pulses were focused onto a helium gas-jet target by off-axis parabolic mirrors with effective focal lengths of 475 and 775 mm. The laser pulses were set to collide head on. The laser light transmitted through the target returning to the laser system ("returning pulse") was strongly attenuated by a spatial filter, Faraday isolators, and Pockels cells in the amplifier chain, and no damage was found during the experiment [16]. The attenuated in-vacuum laser spots were 25×25 μ m² (driver) and 43×66 μ m² (source) at $1/e^2$ intensity. The encircled energy ratios to the total energy in the spots were 72.3% and 73.4%, respectively. The estimated peak irradiances in vacuum were 6.5×10^{18} W/cm² (driver) and 1.2×10^{17} W/cm² (source), corresponding to dimensionless amplitudes of $a_d \approx 1.8$ (driver) and $a_s \approx 0.25$ (source) [a = $= eE/(mc\omega)$], where e and m are the electron charge and mass, E and ω are the electric laser field and angular frequency. The gas jet was provided by a pulsed valve; the nozzle had an orifice diameter of 1 mm with Mach number of 3.3. The density distribution was measured with a Mach-Zehnder interferometer. The half-length of the gas jet at a height Z = +1 mm was 840 µm. The peak plasma density was $(4.7\pm1.3)\times10^{19}$ cm⁻³ for a stagnation press-ure of 2.1 MPa assuming the gas was fully ionized.

The reflected light was resolved by a normal incidence spectrograph (NIS), comprising an aperiodic multilayer (Mo/Si) spherical mirror with a curvature radius of 500 mm and diameter of 50 mm, a transmission grating (5000 lines/mm), free-standing Zr/Al multilayer absorption filters, and a back-illuminated CCD. The multilayer mirror had a broadband uniform reflectivity of $\approx 10\%$ from 12.5 to 30 nm [17], and the total detection wavelength range was 12.5–22 nm limited by the mirror and filters. The NIS covered the observation angles α from 9° to 17°. The imaging magnification was 2.37 and the CCD pixel size was 13.5 µm with a spatial resolution of 15 µm. Special effort was made to reduce noise on the CCD due to high energy electrons.



Fig. 2. (*a*) CCD image obtained with the NIS. (*b*) Spectra in the 1st (black) and -1st (red) diffraction orders. (c) CCD counts within the 1st diffraction order vs. driver delay. The source-off shots are shown for comparison.

The signal observed in the NIS is shown in Fig. 2. In the raw image of the CCD shown in Fig. 2(a), zero order (m = 0) and $m = \pm 1, \pm 2$ diffraction orders are clearly seen. The similarity of the spectra of m = 1 and m = -1 shown in Fig. 2(b) confirms that the detected signal was resolved by the transmission grating and was not from bremsstrahlung by fast electrons. Because the supporting grating mesh worked as a perpendicular grating of 250 lines/mm, lower resolution spectra in the perpendicular direction can be seen in the raw data. The spectrum had a bandwidth of 12.5-22 nm, which follows from the relation between the reflected wavelength and the observation angle $\lambda_r(\alpha) = \lambda_s (1 - \beta_{ph} \cos \alpha) / (1 + \beta_{ph}), \quad \beta = v_{ph} / c.$ Substituting $\alpha = 9^{\circ} - 17^{\circ}$ into this relation, the expected spectrum is broad in contrast to the forward observation angle ($\alpha = 0^{\circ}$) with a small acceptance.

The photon flux measured with the NIS is $(1.85\pm0.05)\times10^{11}$ photons/sr in 12.8–22.0 nm within the solid angle of $\Omega = 5.7$ msr. The helium gas surrounding the interaction region can absorb the radiation and decrease the observable number of photons. Therefore, we estimate that the flux at the interaction point is $(1.38\pm0.06)\times10^{12}$ photons/sr.

In conclusion, we have conducted an experiment in laser light reflection from a breaking wake wave excited by an intense, short pulse laser in a head-on collision setup. The reflected photon number (energy) was 10^9-10^{10} photons (12–55 nJ) in the 12.8–22.0 nm wavelength range within the detection angle of 5.7 msr. This corresponds to a 4000–50000 times increase compared to [7]. If we take into account the absorption of XUV light in the gas, the reflected photon number is close to the theoretical estimate with one mirror. The demonstrated flying mirror reflectivity is from $3 \cdot 10^{-6}$ to $2 \cdot 10^{-5}$ and from $1.3 \cdot 10^{-4}$ to $0.6 \cdot 10^{-3}$ for the photon number and pulse energy, respectively.

The source size of the reflected light was 16 µm FWHM (resolution limited), smaller than the incident source spot size. Recalling that the pulse duration of the reflected pulse scales as $\tau_r = \tau_s/(2\gamma_{ph})^2$, the estimated peak brightness is 10^{22} photons/(mm² mrad² s) in 0.1% bandwidth. This is a lower-bound estimate, because the flying mirror focuses the reflected radiation to a much smaller spot than the spatial resolution. Since we have demonstrated the high efficiency of relativistic flying mirrors, this allows one to design a future x-ray source based on this concept. Using a source laser energy of 1 J at $\gamma_{ph} = 10$ gives a mJ, attosecond pulse in the water-window wavelength region, which is suitable for live-cell imaging. The demonstrated high reflectivity is a milestone in realizing not only a novel x-ray source (attosecond, mJ, coherent) but also in accessing light intensification [6] towards the Schwinger field.

We thank T. Shimomura, Y. Nakai, M. Tanoue, A. Akutsu, T. Motomura, H. Sasao, D. Wakai, H. Matsuura, S. Kondo, and S. Kanazawa, for the laser operation, T. Homma for technical support, and M. Nishikino for providing the grating. This work was supported by KAKENHI (20244065 and 19740252).

* Also at Joint Institute for HighTemperature of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia.

[†] Present address: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, China.

[‡] Present address: The Graduate School for the Creation of New Photonics Industries, Japan.

⁸ Also at Ludwig-Maximilians-University, Germany.

1. Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 81, p. 163 (2009), and references therein.

2. Corkum P.B., Krausz F. // Nature Phys. 3, 381 (2007).

3. Dromey B. et al. // Nature Phys. 5, 146 (2009).

- 4. Lambert G. et al. // Nature Phys. 4, 296 (2008).
- 5. Daido H. // Rep. Prog. Phys. 65, 1513 (2002).
- 6. Bulanov S.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 91, 085001 (2003).

7. Kando M. et al. // Phys. Rev. Lett. **99**, 135001 (2007); A.S. Pirozhkov et al. // Phys. Plasmas **14**, 123106 (2007).

8. Crispino L. et al. // Rev. Mod. Phys. 80, 787 (2008). 9. Bordag M. et al. // Phys. Rep. 353, 1 (2001).

10. Mourou G. et al. // Rev. Mod. Phys. 78, 309 (2006); Marklund M., Shukla P. // ibid. 78, 591 (2006).

11. Bulanov S.V. et al. // Phys. Plasmas 1, 745 (1994); Pirozhkov A.S. et al. // ibid. 13, 013107 (2006); Tarasevitch A. et al. // Phys. Rev. Lett. 98, 103902 (2007).

12. Naumova N.M. et al. // Phys. Rev. Lett. **92**, 063902 (2004); Bulanov S.S. et al. // Phys. Rev. E **73**, 036408 (2006).

13. Esirkepov T.Zh. et al. // Phys. Rev. Lett. 92, 175003 (2004); Pegoraro F., Bulanov S.V. // ibid.99, 065002 (2007).

14. Kiriyama H. et al. // Opt. Commun. 282, 625 (2009).

15. *Pirozhkov A.S. et al.* // Advanced Solid-State Photonics, CD-ROM (OSA, Washington, DC, 2008), MC8.

16. Kando M. et al. // Eur. Phys. J. D 55, 465 (2009).

17. Beigman I.L. et al. // JETP Lett. 74, 149 (2001).

ВУФ-диагностика плазмы мощных Z-пинчей по спектрам тяжелых элементов (установка "Ангара-5-1")

В.В. Александров¹, Е.В. Грабовский¹, А.Н. Грицук¹, Г.М. Олейник¹, А.П. Шевелько², О.Ф. Якушев²

¹ ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Московская обл., г. Троицк.

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва.

e-mail: shevelko@rambler.ru

Установка "Ангара-5-1" представляет собой мощный импульсный источник рентгеновского излучения плазмы Z-пинчей, основанных на многопроволочных сборках [1, 2]. При пропускании тока от мощного импульсного генератора (ток ~5 MA, скорость нарастания тока ~ $(0,5\div1)\cdot10^{14}$ A/c) через проволочки, они начинают двигаться под действием сил Лоренца к оси разряда. В стадии токового сжатия (имплозии) генерируется интенсивное рентгеновское излучение (рис. 1). Ключевую роль в определении механизмов нагрева плазмы и генерации рентгеновского излучения в Z-пинчах играет исследование профиля температуры и плотности плазмы.



Рис. 1. Схема мощного Z-пинча, основанного на многопроволочных сборках

В настоящей работе приводятся первые результаты исследований по ВУФ-диагностике плазмы мощных Z-пинчей на установке "Ангара-5-1" по спектрам тяжелых элементов. Как известно, ВУФ-излучение плазмы Z-пинчей несет общирную информацию как о самых горячих и плотных, так и о периферийных областях плазмы. Однако ВУФ-спектры плазмы элементов с большим атомным номером Az имеют сложную структуру и содержат много спектральных линий, принадлежащих ионам различной кратности ионизации. Это значительно затрудняет проведение спектроскопической диагностики такой плазмы. Однако именно эти спектры представляют огромный интерес для исследования плазмы Z-пинчей, а именно спектры W (материал проволочных сборок). В работах [3, 4] предложен новый метод определения электронной температуры T_e плазмы тяжелых элементов, в котором предлагается сравнивать исследуемые спектры со спектрами хорошо диагностируемой лазерной плазмы. При этом используется важное свойство лазерной плазмы: при умеренных лазерных потоках наносекундных импульсов на мишени электронная температура горячего ядра плазмы зависит только от лазерного потока и слабо зависит от атомного номера А_z мишени [5]. Диагностика лазерной плазмы проводится по спектрам легких элементов, имеющих структуру [H]- и [He]-подобных ионов, для которых методы измерения электронной температуры хорошо разработаны (см., например, [6]). Спектры тяжелых элементов исследуются при тех же лазерных потоках на мишени, что и для легких элементов. Это позволяет приписать определенную температуру каждому спектру. Этот метод успешно использовался для диагностики плазмы Fe, образующейся в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" в Национальной Лаборатории Сандиа (SNL), CIIIA [3].

В настоящей работе этот новый метод используется для диагностики плазмы мощных Z-пинчей, основанных на многопроволочных W сборках (установка "Ангара-5"). Предварительно были исследованы спектры W в хорошо диагностируемой лазерной плазме [7]. Спектры регистрировались с помощью спектрометра с пропускающей дифракционной решеткой в спектральном диапазоне λ = = 2-30 нм при энергиях лазерного импульса $E_L =$ = 150-440 мДж, которые соответствовали электронной температуре плазмы T_e = 220-380 эВ. В этих экспериментах продемонстрировано, что интенсивность и структура спектров W очень чувствительна к Те, и, следовательно, эти спектры могут быть использованы для диагностики плазмы W мощных Z-пинчей.

Спектры W на установке "Ангара-5-1" регистрировались с помощью спектрографа скользящего падения [3] (дифракционная решетка 600 штр/мм, радиус R = 1 м, угол скольжения 4°). Спектрограф устанавливался на расстоянии 1,4 м от оси разряда и позволял регистрировать спектры в диапазоне длин волн $\lambda = 2-30$ нм с максимальным разрешением $\lambda/\delta\lambda \sim 100$. На рис. 2 в качестве примера приведена микроденситограмма спектра Alлавсановой проволочной сборки. Для наиболее эффективного использования спектрографов были разработаны оптимальная оптическая схема, надежная процедура юстировки в вакуумной камере, защита прибора от ударной волны и продуктов взрыва.



Рис. 2. Микроденситограмма спектра Al-лавсановой проволочной сборки. Приведена идентификация переходов в [H]- и [He]-подобных ионах O, N, C и [Li]-подобном ионе Al.

Анализ данных, приведенных в работе [7], показал, что для определения электронной температуры в плазме Z-пинча может быть использовано отношение интенсивностей двух пиков на длинах волн $\lambda \sim 5,3$ нм и $\lambda \sim 3,8$ нм. Эти пики соответствуют переходам 4-4 в ионах W XXVIII-XXX и переходам 4-5 в ионах W XXVIII-XXX и переходам 4-5 в ионах W XXII-XXIX. Пример спектра Z-пинча W проволочной сборки приведен на рис. 3. Отношение интенсивностей хорошо апроксимируется формулой $I_2/I_1 = A \cdot T_e^{\alpha}$ с константами $A = 10.4 \cdot 10^7$ и $\alpha = -2.81$. Электронная температура, определенная таким методом, для различных разрядов составила величину $T_e = 350-450$ эВ, что хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов.



Рис. 3. Пример ВУФ-спектра *Z*-пинча на W многопроволочной сборке. Отношение интенсивностей $I_2/I_1 = 6,7$ соответствует электронной температуре $T_e = 360$ эВ.

Новый спектроскопический метод определения T_e , а также особенности в ВУФ-спектрах W, позволяют выделить узкие участки спектра, представляющие наибольший интерес для диагностики плазмы. Эти спектральные области (длины волн $\Delta\lambda = 2,5-3.8$ нм, $\Delta\lambda = 4,8-6,5$ нм, $\Delta\lambda \sim 11$ нм, $\Delta\lambda \sim$ ~ 12,5 нм) могут быть выделены с помощью многослойных зеркал нормального падения. Получение изображений плазмы в этих спектральных диапазонах с помощью оптических схем, использующих сферические многослойные зеркала нормального падения, позволит значительно улучшить пространственное разрешение (вплоть до нескольких микрометров) [8]. Это является важным при исследовании неустойчивостей в плазме и механизмов, ответственных за вклад энергии в разряд.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-00526а и 09-02-00154а.

1. Альбиков, З.А. Экспериментальный комплекс "Ангара-5-1" / З.А. Альбиков, Е.П. Велихов, А.И. Веретенников и др. // Атомная энергия. 1990. Т. 68, вып. 1. С. 26–35.

2. *Alexandrov, V.V.* Prolonged plasma production at current-driven implosion of wire arrays on Angara-5-1 facility / *V.V. Alexandrov, I.N. Frolov, M.V. Fedulov, et al.* // IEEE Transactions on Plasma Science. 2002. V. 30, Issue 2. P. 559–566.

3. Шевелько, А.П. ВУФ спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора "Z-Machine" (SNL)" / А. П. Шевелько, Д.Е. Блисс, Е.Д. Казаков, М.Г. Мазаракис, Д.С. МакГарн, Л.В. Найт, К.В. Струве, И.Ю. Толстихина, Т. Уикс // Физика плазмы. 2008. Т. 34, вып. 11. С. 1021–1032.

4. Шевелько, А.П. Новый спектроскопический метод измерения температуры плазмы тяжелых элементов / А.П. Шевелько // Вестн. Помор. ун-та. Сер. "Естеств. науки". 2009. № 4. С. 110–114.

5. Ананьин, О.Б. Лазерная плазма. Физика и применения / О.Б. Ананьин, Ю.В. Афанасьев, Ю.А. Быковский, О.Н. Крохин. – М. : МИФИ, 2003. – 400 с.

6. *Пресняков, Л.П.* Рентгеновская спектроскопия высокотемпературной плазмы // УФН. 1976. Т. 19. С. 49–74.

Шевелько, А. ВУФ спектрометр с пропускающей решеткой для абсолютных измерений интенсивностей в экстремально широком диапазоне спектра (λ = 2–250 нм)
 А. Шевелько, О. Якушев, С. Бергесон, Н. Грэй, Л. Найт, М. Харрисон // Материалы XIII Междунар. Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника."
 16–20 марта 2009 г., Нижний Новгород. Т. 1. С. 227–228.

8. Салащенко, Н.Н. Новые методы ВУФ диагностики плазмы тяжелых элементов и перспективы использования многослойных структур для рентгеновской спектроскопии (обзор) / Н.Н. Салащенко, А.П. Шевелько // Материалы XIII Междунар. Симпозиума "Нанофизика и наноэлектроника," 16–20 марта 2009 г., Нижний Новгород. Т. 1. С. 44–45.

Рентгенооптические характеристики фокусирующих многослойных структур

А.Я. Лопатин¹, В.И. Лучин¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.И. Чхало¹, А.П. Шевелько², О.Ф. Якушев²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва. e-mail: shevelko@rambler.ru

Рентгеновская и вакуумно-ультрафиолетовая (ВУФ) спектроскопия многозарядных ионов является одним из наиболее эффективных методов исследования высокотемпературной плазмы. Для регистрации спектров обычно используются различные схемы кристаллических и дифракционных спектрометров. Область применения этих спектрометров имеет условную границу по длинам волн $\lambda_0 \sim 10$ Å. В диапазоне меньших длин волн, где отражательная способность дифракционных решеток сильно падает, используются кристаллы. При больших длинах волн применяются решетки, т. к. в этом диапазоне кристаллы не работают (отсутствуют кристаллы с большим межплоскостным расстоянием). Ввиду радикального изменения техники регистрации спектров эта условная граница λ₀ позволила условно определить диапазон с $\lambda < \lambda_0$ как мягкий рентгеновский, а с $\lambda > \lambda_0$ как ВУФ-диапазон спектра [1].



Рис. 1. Схема регистрации спектров с помощью дифракционных решеток и кристаллов.

Оба варианта регистрации спектров, с помощью кристаллов и решеток, имеют свои преимущества и недостатки. Решетки производят спектральное разложение падающего излучения при малой угловой апертуре, а для кристаллов требуется широкая угловая апертура для набора углов Брэгга, соответствующих требуемому спектральному диапазону регистрации (рис. 1). Отметим, что изогнутые кристаллы позволяют сильно повысить эффективность кристаллических спектрометров (фокусирующие схемы) и регистрировать спектры с пространственным разрешением. Использование для таких же целей специальных дифракционных решеток (тороидальной формы, с переменным периодом решетки) является технически сложным.

Спектральный диапазон, доступный для применения традиционно используемых кристаллов, ограничен ($\lambda < 2d$) величиной межплоскостного расстояния, максимальной у кристаллов КАР (d == 13.3 Å). Применение в качестве дисперсионных элементов искусственных отражающих многослойных структур (МС) дает возможность существенно расширить спектральный диапазон. Они могут быть изготовлены с заранее заданным межплоскостным расстоянием ($d \ge 7$ Å). МС наносят не только на плоские подложки, которые давно применяются в рентгеноспектральных исследованиях, но и на поверхности более сложной формы, например, цилиндрической, сферической, тороидальной и параболической. Их можно применять в качестве дисперсионных элементов в схемах, разработанных для изогнутых кристаллов (схемы Гамоша, Иоганна и др., см. например, [2]), но при этом существенно продвинуться в длинноволновую область спектра, где отсутствуют естественные кристаллы. Для каждого конкретного спектрального диапазона возможен выбор наиболее оптимального с точки зрения отражательной способности и спектрального разрешения межплоскостного расстояния искусственной МС. Кроме того, при использовании более сложных отражающих поверхностей достижимо не только высокое спектральное, но и пространственное разрешение. Рентгеновские отражатели могут быть выполнены и с заданным распределением периода по поверхности подложки.

В настоящей работе в качестве дисперсионных элементов применяются МС, нанесенные на подложку из слюды. Это позволяет изгибать их вместе с подложкой по цилиндру с малыми радиусами кривизны (вплоть до ~10 мм). Для изготовления цилиндрического отражателя использовался листок слюды толщиной 15 мкм и площадью 50×60 мм. Такой кристалл, изогнутый по цилиндру, является традиционным дисперсионным элементом (с межплоскостным расстоянием d = 9.95 Å) в фокусирующих спектрометрах. Задача настоящей работы заключалась в нанесении на поверхность слюды отражающей МС. Попытки прямого напыления пленочной структуры на поверхность слюды не принесли успеха. Для нанесения структуры была применена следующая методика. Первый этап состоял в магнетронном напылении МС на кремниевую подложку. В результате последующих операций получалась свободная многослойная пленка с достаточно малой межслойной шероховатостью, близкой к величине шероховатости кремниевой подложки (3 Å). Далее пленка переносилась на кристалл слюды. Последняя операция состояла в изгибе и фиксации слюды с многослойным покрытием на оправке цилиндрической формы. Таким способом были изготовлены цилиндрические рентгеновские зеркала на основе MC W/B₄C с периодом d = 12 Å и числом периодов N = 600 (для диапазона $\lambda = 8-9.5$ Å) и Cr/Sc c периодом d = 37.5 Å и N = 130 (для диапазона $\lambda = 30-40$ Å). Исследованы спектральные характеристики этих новых фокусирующих многослойных структур. Спектральное разрешение структуры W/B₄C в диапазоне длин волн $\lambda = 8-9.5$ Å составляет $\lambda/\Delta\lambda = 380$ и структуры Cr/Sc в диапазоне $\lambda = 30-40$ Å (диапазон, который не доступен для естественных кристаллов) – $\lambda/\Delta\lambda = 60$. Пиковые значения коэффициента отражения зеркал составили $R_{\text{max}} = 4.7\%$ (для MC W/B₄C) при угле скольжения $\theta = 20.66^{\circ}$ и $R_{\text{max}} = 27.4\%$ (для MC Cr/Sc) при $\theta = 25.14^\circ$. Спектральные характеристики готового многослойного цилиндрического зеркала определялись в эксперименте по регистрации спектров лазерной плазмы.

Впервые использование таких структур в фокусирующем спектрометре Гамоша (схема показана на рис. 2) продемонстрировано в работах [3, 4]. В качестве детектора излучения использовалась ПЗС-линейка с нанесенным на нее слоем люминофора. Для защиты детектора спектрометра от УФ и видимого излучения разработаны и изготовлены специальные свободновисящие фильтры.



Рис. 2. Схема рентгеновского фокусирующего спектрометра, выполненного по схеме Гамоша.

Проведены демонстрационные эксперименты по регистрации спектров лазерной плазмы. В качестве примера на рис. 3 приведен спектр Al лазерной плазмы, зарегистрированный при энергии лазерного импульса 7 мДж с длительностью 2 нс. В работе [5] проведено сравнение параметров спектрометра на основе MC и спектрометра скользящего падения (дисперсия, светосила). Показано, что светосила спектрометра Гамоша с многослойными дисперсионными элементами в десятки – сотни раз превышает светосилу традиционных дифракционных спектрографов скользящего падения при сопоставимом спектральном разрешении.



Рис. 3. ВУФ-спектр лазерной плазмы алюминия, зарегистрированный с помощью Cr/Sc MC [5].

Обсуждается возможность использования МС с гладкой функцией интегрального коэффициента отражения в широкой области спектра, что является важным для исследований по абсорбционной спектроскопии. Предлагаются новые схемы спектрометров Гамоша, в которых происходит существенное расширение необходимого спектрального диапазона и, следовательно, возможно получение намного большей информации. По-существу, это будет новый класс рентгеновских и ВУФ спектральных приборов, обладающих чрезвычайно большой светосилой при умеренном спектральном разрешении и работающих в очень широком спектральном диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №09-02-00154-а.

1. Эдлен, Б. Измерение длин волн в вакуумной ультрафиолетовой области спектра // УФН. 1966. Т. 89, вып. 3. С. 483–510.

2. Блохин, М.А. Методы рентгеноспектральных исследований / М.А. Блохин – М. : Гос. изд. физ.-мат. лит., 1959. – 455 с.

3. Бороздин, Ю.Э. Рентгеновская и вакуумноультрафиолетовая спектроскопии плазмы с использованием новых фокусирующих многослойных структур / Ю.Э. Бороздин, Е.Д. Казаков, В.И. Лучин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87, вып. 1. С. 33–35.

4. Бибишкин, М.С. Новые фокусирующие многослойные структуры для рентгеновской спектроскопии плазмы / М.С. Бибишкин, Е.Д. Казаков, В.И. Лучин и др. // Квантовая электроника. 2008. Т. 38, вып. 2. С. 169–171.

5. Лопатин, А.Я. Новые фокусирующие многослойные структуры для рентгеновской и ВУФ спектроскопии плазмы / А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев // ЖТФ. 2010 (в печати).

Эволюция распределения элементов в свободновисящих фильтрах ЭУФ Zr/ZrSi₂ с защитными слоями MoSi₂ и ZrSi₂ при отжиге

М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Е.Б. Клюенков, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Н.Н. Салащенко, Н.Н. Цыбин, Л.А. Шмаенок¹

> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ¹PhysTech, Vaals, Netherlands. e-mail: dmr@ipm.sci-nnov.ru

Методом вторично-ионной массспектрометрии (ВИМС) проведен послойный элементный анализ фильтров ЭУФ на основе многослойных структур Zr/ZrSi2 с защитными слоями MoSi₂ и ZrSi₂ и их эволюции при отжиге. Параметры структур приведены в таблице. Отжиг свободновисящих пленок производился лазерным излучением с длиной волны 10.6 мкм в условиях вакуума ~ 10⁻⁷ Торр, варьировались средняя мощность излучения и время отжига. Послойный элементный анализ образцов проводился на установке TOF.SIMS-5. Пространственная стабильность тонкопленочных образцов достигалась применением электронной пушки нейтрализации, что позволило снизить эффекты электростатики в системе «пленка – экстрактор масс-анализатора». В настоящей работе определены основные примеси в структурах и установлена их корреляция со слоями MoSi₂, Zr и ZrSi₂. Особое внимание уделено эволюции распределения кислорода и углерода и их суммарного количества при отжиге, т. к. эти элементы вносят основное поглощение на рабочей длине волны фильтров 13.6 нм.

Параметры изученных структур (толщины в нм)

№ п/п	Структура
577	MoSi ₂ -3, (Zr-2.8, ZrSi ₂ -1.2)*15.5, MoSi ₂ -3
593	MoSi ₂ -6, (Zr-3, ZrSi ₂ -3)*8.5, MoSi ₂ -6
596	(Zr-1.5, ZrSi ₂ -1.5)*19.5

На рис. 1–2 приведено распределение элементов в структуре № 577 до и после отжига. Как видим, при отжиге происходит возрастание концентрации О внутри пленки. Распределение О сохраняется поначалу симметричным относительно центра структуры – рис. 2, *а*. Это обстоятельство, естественное для пленок столь малой толщины, отмечалось нами и ранее [1].



Рис. 1. Профили элементов в исходном образце № 577

При увеличении температуры отжига мы наблюдаем асимметричное распределение О (рис. 2, *б*), в том числе и при повторном измерении с обратной стороны образца. Объяснение такому поведению профиля О пока не найдено. Профиль и содержание углерода в структуре № 577 изменяются при отжиге менее существенно.



Рис. 2. Данные ВИМС образцов № 577 после отжига

Рисунки 1–2 демонстрируют, что при отжиге происходит заметное изменение матричных элементов пленок – Si, Zr и Mo. Первоначально практически полностью исчезает исходная модуляция матричных элементов Si и Zr при слабом изменении профиля Mo. При увеличении температуры отжига атомы Mo из защитных наружных слоев перераспределяются внутрь пленки, атомы Zr и Si частично вытесняются наружу.

Дополнительные особенности распределения элементов примесей удается проследить при исследовании структуры № 593 – рис. 3. Структура отличается большей величиной периода – 6 нм, что обеспечивает лучшую локальность измерения профилей по глубине методом ВИМС. Концентрация О и С в исходной структуре № 593 максимальна в слоях Zr, по-видимому, вследствие большей степени адсорбции этих примесей слоя-

ми Zr при росте структуры. В то же время водород находится преимущественно в слоях ZrSi₂ из-за большей вероятности образования связей Si:H. При отжиге (рис. 3, б) наблюдается практически полное исчезновение модуляции Si и Zr в слоях, в то же время модуляция элементов примеси сохраняется. Более того, модуляция О возрастает, что объясняется преимущественной диффузией кислорода из слоев ZrSi2 наружу. Профиль С практически не изменяется, а концентрация Н в структуре значительно снижается. При увеличении длительности отжига (рис. 3, в) концентрация О немного возрастает в центре структуры и значительно уменьшается на краях многослойной пленки Zr/ZrSi2. При этом модуляция О и С все еще сохраняется.



Рис. 3. Распределение элементов в образце № 593 при разной длительности отжига (*t* = 720 °C).

Рисунок 4 показывает, что защитный слой MoSi₂ толщиной 6 нм в структуре № 593 реально распадается на два слоя – внешний слой Si толщиной 2 нм и слой MoSi₂ толщиной 4 нм. Значительная часть О, адсорбированного на поверхности, находится в виде соединения SiO₂.



Рис. 4. Данные ВИМС наружного MoSi₂ слоя

Существенное влияние защитных слоев MoSi₂ на процессы, происходящие при отжиге структур, следует из сравнения приведенных выше данных с результатами ВИМС для образца № 596, не содержащего MoSi₂ (рис. 5). Видно, что в этом случае кислород накапливается в наружных слоях пленки и диффундирует вглубь.



Рис. 5. Профили О и С до и после отжига (№ 596)

Хорошо заметны и различия в рельефе пленок (рис. 6): в то время как на поверхности структуры № 577 формируются вследствие отжига кластеры с размером в несколько микрон, рельеф отожженного образца № 593 характеризуется упорядоченным расположением вытянутых в одном направлении образований с поперечным размером 20–50 мкм и продольным – 500 мкм.



Рис. 6. Микрофотографии поверхности отожженных пленок № 577 (*a*) и № 593 (*б*).

Работа поддерживалась РФФИ, проекты №№ 09-02-00389, 09-02-01473, 10-02-01073.

1. Володин Б.А. Многослойные тонкопленочные фильтры экстремального ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов / Б.А. Володин, С.А. Гусев, М.Н. Дроздов и др. // Известия Академии наук. Серия физическая. 2010. Т. 74, № 1. С. 53–56.

Термически стойкие многослойные EUV-фильтры на основе молибдена

М.Н. Дроздов¹, Е.Б. Клюенков¹, А.Я. Лопатин¹, В.И. Лучин¹, А.Е. Пестов¹, Н.Н. Салащенко¹, Н.Н. Цыбин¹, Н.И. Чхало¹, Л.А. Шмаенок²

> ¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² PhysTech, Vaals, Netherlands.

e-mail: tsybinikola@yahoo.com

Одним из элементов оптической системы промышленных литографических установок с рабочей длиной волны 13.5 нм является фильтр, ослабляющий фоновое излучение лазерно-плазменного EUV-источника. Его роль – исключить возможность засветки резиста. Величина конверсии энергии СО₂-лазера (длина волны 10.6 мкм) в рабочий диапазон источника не превышает 3% [1]. Для обеспечения требуемой производительности литографической установки средняя мощность, выделяемая в источнике, должна составлять несколько десятков киловатт. При этом интенсивность падающего на фильтр с площадью 200 см² излучения может достигать десятков ватт на кв. сантиметр. С учетом отражения интенсивность поглощенного излучения оценивается величиной 5-10 Bт/см². Такое воздействие вызывает сильный нагрев фильтра и может приводить к ухудшению его характеристик посредством окисления и структурных изменений или даже к разрушению. В предыдущих работах [2, 3] было показано, что фильтры на основе Zr способны выдерживать длительный нагрев при плотности поглощенной мощности 1 Вт/см², а при использовании защитных покрытий – до 3 Вт/см². Попытки увеличить этот предел путем утолщения защитных покрытий приводили к разрушению пленок.

В настоящей работе представлены данные по изучению многослойных Мо-содержащих фильтров с прозрачностью более 70% на рабочей длине волны 13.5 нм, способных выдерживать длительный нагрев излучением при плотности поглощенной мощности до 8 Вт/см². В предыдущей работе [3] было показано, что пропускание на $\lambda = 13.5$ нм Zr/ZrSi₂ структуры с MoSi₂ защитным покрытием после вакуумного отжига при плотности поглощенной мощности около 8 Bт/см² в течение 3-4часового нагрева уменьшается на 4.8%. Прозрачность той же структуры без защитного покрытия при тех же условиях уменьшается на 9.3%. Было установлено, что падение прозрачности в основном обусловлено окислением Zr. Поэтому в качестве альтернативы Zr-содержащим фильтрам были исследованы фильтры на основе Мо – материала, обладающего высокой термической стойкостью. Оптические характеристики в видимом и ИК-диапазоне при одинаковой прозрачности на 13.5 нм сравнимы и несколько предпочтительнее у Мо (табл. 1).

Для тестирования образцов на механическую прочность пленки вылавливались на кремниевые пластины со сквозным отверстием Ø 3 мм и испытывались путем создания перепада давления меж-

ду сторонами пленки на разрыв. В табл. 2 указаны средние значения для перепада давления, при котором пленка разрушается.

Таблица 1

Оптические параметры пленок Zr и Мо						
Материал	<i>R</i> , %	T, %	<i>T</i> , %			
	λ=10.6 мкм	λ=633 нм	λ=13.5 нм			
Zr-100 нм	85.2	$2.9 \cdot 10^{-2}$	62.3			
Мо-60 нм	91.7	$2.5 \cdot 10^{-2}$	65.2			

Таблица 2 Прозрачность на 13.5 нм и прочность ряда пленок

Структура	Толщина, нм	Т, %	Δp , атм.
Мо	45	73.2	0.09
Мо	60	66.9	0.24
Zr/ZrSi ₂	60	74.5	0.7
Mo/MoSi ₂	53	70.1	0.6
Zr/Si	60	75	0.45
Mo/Si	51	72.1	0.5

Как видно из таблицы, многослойные структуры обладают существенно большей механической прочностью по сравнению с однослойными, причем Мо-содержащие структуры несколько уступают по прочности Zr-содержащим (при одинаковой прозрачности на рабочей длине волны).

Образцы фильтров подвергались вакуумному ($p = 10^{-7}$ Topp) нагреву под действием излучения CO₂-лазера ($\lambda = 10.6$ мкм). Излучение лазера фокусировалось до 40 Вт/см² в пятно диаметром ~5 мм в непрерывном или импульсном режиме. Температура пленки контролировалась с помощью ИК-пирометра Metis MB-35.

Для сравнения приведем оптические характеристики структур и данные ВИМС-анализа образцов (Zr-1.5нм/ZrSi₂-1.5нм)*19.5 (наружные слои – ZrSi₂) и (Mo-2нм/MoSi₂-3нм)*10.5 (снаружи MoSi₂), отожженных в непрерывном режиме 4 часа при плотности падающей мощности 18 Вт/см².

Прозрачность на длине волны $\lambda = 13.5$ nm для Zr/ZrSi₂ структуры упала на 7% (с 74.5% до 67.5%), в то время как для Mo/MoSi₂ она осталась неизменной (70.9%). На рис. 1 приведены данные по содержанию атомарного кислорода в структуре Zr/ZrSi₂, полученные методом ВИМС до и после отжига. Изменение оптических характеристик структуры мы связываем с проникновением кислорода внутрь пленки.

Увеличение падающей мощности выше 18 Вт/см² приводит к разрушению Mo/MoSi₂ фильтра. Предполагаемая причина этого – воз-

никновение напряжений вследствие перемешивания материалов (данные ВИМС) и, возможно, кристаллизации при нагреве.



Рис. 1. Профили кислорода, по данным ВИМС, для структуры Zr/ZrSi₂.



Рис. 2. Профили прозрачности вдоль диаметра образца, снятые для трех длин волн.

На основе новой Мо-содержащей многослойной структуры изготовлен образец (№ 660), превосходящий по термостойкости разработанные ранее фильтры. При тестировании в течение 6 часов поступающий на образец поток прерывался с частотой 3 Гц – таким образом, пленка много-кратно (10^4 – 10^5 раз) нагревалась до 900 °C и остывала до 200 °C во время испытаний, пиковая плотность поглощенной мощности составляла 8 Вт/см².

После испытаний измерялось пропускание образца на длинах волн 13 нм, 633 нм и 10.6 мкм. Уменьшение прозрачности при 13 нм составило 1.35%, наблюдались также изменения коэффициента пропускания в видимой и ИК-областях (рис. 2). Размер зоны изменения прозрачности (увеличения в видимом спектральном диапазоне и уменьшения при 10.6 мкм) соответствует диаметру пятна фокусировки.

В настоящее время ВИМС-анализ был проведен для этого образца, отожженного при меньшей температуре (рис. 3). Продемонстрировано отсутствие окисления и перемешивания слоев в ходе 3-часового отжига при 730 °С.



Рис. 3. Распределение кислорода в образце №660 (исходное и после 3-часового лазерного облучения при плотности поглощаемого потока $q = 3.5 \text{ Bt/cm}^2$); температура в фокусном пятне 730 °С.

Таким образом, Мо-содержащие фильтры показали более высокую стойкость к тепловым нагрузкам, действующим в течение нескольких часов, по сравнению с ранее разработанными фильтрами на основе Zr. В дальнейшем планируется определить предельные тепловые нагрузки при длительном (многодневном) воздействии.

Работа поддержана РФФИ, гранты 09-02-00389, 09-02-01473, 10-02-01073.

1. Кошелев К.Н. Работы по созданию источников коротковолнового излучения для нового поколения литографии / К.Н. Кошелев, В.Е. Банин, Н.Н. Салащенко // УФН. 2007. Т. 177. С. 777.

2. *Bibishkin M.S.* Multilayer Zr/Si filters for EUV lithography and for radiation source metrology / M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev et al. // Proc. SPIE. 2008. V. 7025. P. 702502.

3. *Chkhalo N.I.* Influence of annealing on the structural and optical properties of thin multilayer EUV filters containing Zr, Mo and silicides of these metals / N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, M.N. Drozdov et al. // Proc. SPIE. 2010 (to be published).

Молекулярный наноконструктор барназа – арстар

С.М. Деев, Е.Н. Лебеденко

Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН, ул. Миклухо-Маклая, 16/10, Москва. e-mail: deyev@ibch.ru

Основу молекулярного конструктора составляют два малых белка: секретируемая рибонукбарназа из Bacillus amvloliquefaciens леаза (110 а.о.) и ее природный ингибитор – цитоплазматический белок барстар (89 а.о.), с помощью которого клетка-хозяин обеспечивает себе защиту от токсичной барназы. Эти белки способны быстро образовывать очень прочный комплекс, так как обладают уникально высоким сродством друг к другу ($K_d \sim 10^{-14}$ M) [1], сравнимым только с аффинностью взаимодействия компонентов в стрептавидин-биотиновой системе (К_d ~ 10⁻¹⁵ M). Барназа и барстар стабильны, хорошо растворимы и устойчивы к протеазам, что делает их совместимыми с бактериальной системой экспрессии и позволяет получать как в индивидуальном виде, так и в виде рекомбинантных белков.



Рис. 1. Пространственная структура комплекса барназа (справа) – барстар (слева). Указаны (N и C) концевые участки обоих белков.

По данным рентгеноструктурного анализа *N*и С-концы обоих белков расположены вне области их взаимодействия (рис. 1) и потому доступны для генно-инженерного слияния с нацеливающими мини-антителами и шитотоксическими агентами. В то же время, как показано с помощью динамического метода спин-метки, барстар и его комплекс с барназой являются «жесткими» белковыми образованиями [2]. На основании этих данных сделан вывод о необходимости включения достаточно протяженного гибкого линкера при присоединении к барназе и барстару целевых функциональных белков. Опыт показал, что оптимальным вариантом для создания надмолекулярных комплексов на основе модуля барназа-барстар является модифицированный шарнирный пептид природного иммуноглобулина длиной ~16 а.о., обеспечивающий подвижность соединяемых белковых элементов [1]. Барназа и барстар, соединенные линкером с одноцепочечными вариабельными

фрагментами антител (scFv), могут служить строительными блоками для мультивалентных мини-антител и их производных, обеспечивая такую же гибкость и сегментную свободу антигенсвязывающих доменов, как в природных антителах.

В отличие от других самоассоциирующихся (поли)пептидов и барназа и барстар хорошо растворимы и стабильны в индивидуальном состоянии (без образования комплекса), что позволяет раздельно хранить рекомбинантные белки, сконструированные на их основе, и получать надмолекулярные комплексы только по желанию исследователя. Более того, продемонстрировано, что в составе рекомбинантных белков барназа выступает в роли внутримолекулярного шаперона, увеличивая их растворимость и стабильность. Высокая конформационная стабильность барназы (температура плавления, $T_{\rm M} = 54$ °C) обеспечивает также ее устойчивость к протеолитической деградации.

Важным преимуществом модуля барназа – барстар по сравнению с другими димеризационными системами являются точное соотношение компонентов в комплексе 1:1 и отсутствие их самоагрегации. Димеризация барстара настолько незначительна, что ее удалось обнаружить только с помощью высокочувствительного метода ЯМР в растворе. Аффинность взаимодействия барназы и барстара превосходит значения всех других систем, за исключением стрептавидин-биотиновой. Но в отличие от последней использование полностью белкового гетеродимеризационного модуля барназа – барстар основано на генно-инженерных технологиях и не требует никаких химических ковалентных модификаций.

Возможность получения мультивалентных антител с помощью системы барназа – барстар была продемонстрирована на модели антител к распространенному онкомаркеру HER2/neu [1] (рис. 2). Одноцепочечные вариабельные фрагменты этого антитела были присоединены к каждому компоненту модуля барназа – барстар в ориентации *V*_{*L*}-линкер-*V*_{*H*}-барназа (или барстар). В качестве соединительного пептида была выбрана модифицированная шарнирная область молекулы природного иммуноглобулина, обеспечивающая в нем вращательную и сегментную подвижность антигенсвязывающих участков. Полученные таким образом мономерные блоки, анти-HER2/neu-scFv-барназа и анти-HER2/neu-scFv-барстар, могут быть объединены в единый надмолекулярный комплекс, способный к двухвалентному связыванию антигена, подобно природному антителу (рис. 2, 2). Для получения мультимерных конструкций более высокого порядка был создан рекомбинантный белок,



Рис. 2. Молекулярный конструктор на основе модуля барназа – барстар и его применение для инженерии антител (1-4) и методических приложений (5–7). 1 – ленточная модель и схема сборки тримерных противораковых миниантител [1]; 2 – биспецифические мини-антитела и схема их взаимодействия с клеткой-мишенью [3]; 3 – иммунотоксины: конъюгат противораковых мини-антител с фотосенсибилизатором KillerRed (KR) [5] и иммунодибарназа [7], представлены их схематические изображения (вверху) и ленточные модели (внизу); 4 – бифункциональные иммуноконъюгаты для визуализации раковых клеток (Au – наночастицы золота, QD – квантовые точки [6], FP – флуоресцентный белок [4]); 5 – векторы для клонирования с «нулевым» фоном [8]. Изображено наложение структур барназы дикого типа (I) и двух ее сконструированных вариантов, в генах которых содержатся участки узнавания рестриктаз (II и III); 6 – иммуноаналитические методы [9, 10], ELISA, для детекции использован фермент пероксидаза хрена (E), конъюгированный с барстаром; FACS, для детекции использованы флуоресцентные соединения (F), конъюгированные с барстаром; 7 – получение индивидуальных компонентов и их сборка в мультимерные комплексы с помощью аффинной хроматографии [1].

состоящий из мини-антитела и двух молекул барназы (анти-HER2/neu-scFv-дибарназа), способный связываться одновременно с двумя мономерными блоками анти-HER2/neu-scFv-барстар с образованием трехвалентного комплекса (рис. 2, *1*).

Мономерные блоки нарабатывали по отдельности в бактериальных продуцентах, а затем проводили сборку целевых двух- и трехвалентных надмолекулярных комплексов на аффинном носителе по специально разработанной методике (рис. 2, 7). Полученные комплексы эффективно связывают две (димер) и три (тример) молекулы крупного (185 кДа) белкового антигена p185^{HER2/neu}, что свидетельствует о правильном фолдинге всех доменов анти-HER2/neu-мини-антитела в их составе, а также о корректности принципов, положенных в основу их конструирования. Хранение полученных комплексов в течение длительного времени (до 6 мес), а также их разведение или концентрирование не выявили какой-либо тенденции к диссоциации или агрегации. Это свидетельствует об исключительно высокой стабильности сконструированных мультимерных мини-антител, обусловленной практически необратимым при физиологических условиях квазиковалентным взаимодействием барназы и барстара.

На экспериментальной модели иммунодефицитных мышей с привитыми опухолями аденокарцином яичника и молочной железы человека изучено биораспределение сконструированных моно- и мультивалентных миниантител и показано, что двух- и трехвалентные комплексы противораковых миниантител, сконструированные с использованием модуля барназа – барстар, характеризуются: 1) высоким соотношением опухоль:кровь, равным 27:1, в отличие от соотношения 2,5:1, характерного для природных полноразмерных антител; 2) оптимальным временем циркуляции в крови; 3) низким накоплением в печени и почках, что исключительно важно для белков, предназначенных для терапевтического применения.

Природные антитела моноспецифичны, т.е. связываются с антигеном только одного вида. Технологии инженерии антител позволяют создавать для разных клинических применений биспецифические антитела, объединяя в одной молекуле специфичность к двум разным антигенам. Такие биспецифические антитела дают возможность: 1) перенацеливать клетки-киллеры на нужные мишени; 2) усиливать специфичность нацеливания на раковую клетку и время удерживания антител на мишени за счет взаимодействия с двумя разными маркерами [3]; 3) осуществлять двухстадийную доставку токсических агентов к мишени. Мы использовали в качестве гетеродимеризационного модуля белковую пару барназа - барстар (рис. 2, 2) для создания биспецифического димерного антитела, распознающего два клинически значимых онкомаркера HER1 и HER2/neu, одновременно присутствующих на опухолевых клетках. Применение биспецифических антител в этом случае является одним из способов увеличить

специфичность нацеливания на раковую клетку и время удерживания антител на мишени [3].

Стремление реализовать идею «магической пули» и недостаточная эффективность «ненагруженных» антител по отношению к мишеням побудила исследователей к конъюгированию антител с другими эффекторными молекулами: радиоизотопами, токсинами, интерлейкинами, ферментами, активирующими лекарственные препараты и т. д.). Антитела в иммуноконъюгатах играют роль нацеливающего компонента, доставляющего к мишени действующий (цитотоксический) или диагностический агент. Для присоединения низкомолекулярных агентов, например радиоизотопов или низкомолекулярных флуоресцентных красителей, традиционно используют химические методы конъюгации. Для снижения общей радиационной нагрузки на организм разрабатываются технологии предварительного нацеливания (англ. pretargeting). В этом случае так же, как и для создания биспецифических антител, необходим гетеродимеризационный модуль. В настоящее время для этой цели используют стрептавидин-биотиновую систему, хорошо себя зарекомендовавшую для целого ряда аналитических приложений. Однако ее применение в организме человека ограничено присутствием большого количества эндогенного биотина, который может конкурировать с биотинилированными компонентами. Нами предложена новая стратегия двухстадийной доставки, основанная на рибонуклеазе барназе и ее природном ингибиторе барстаре [1, 4]. Принципиальная возможность двухстадийной доставки действующего агента к раковым клеткам показана на примере рекомбинантных противораковых анти-HER2/neu-мини-антител, слитых с барстаром, и визуализирующего компонента – рекомбинантного флуоресцентного белка EGFP, слитого с барназой [4].

Для создания иммунотоксина нами использована бактериальная рибонуклеаза барназа [1, 7]. Сконструированная иммунодибарназа содержит две молекулы барназы и гуманизированное миниантитело, специфичное к интернализующемуся раковому маркеру HER2/neu (рис. 2, 3). В экспериментах in vitro показано, что оснащение токсического агента барназы адресующим миниантителом существенно увеличивает эффективность ее воздействия на раковые клетки. Цитотоксический эффект барназы, лишенной адресующего мини-антитела, неспецифичен и в ~1000 раз меньше, чем цитотоксический эффект иммунодибарназы [7].

Новым примером иммунотоксина является полностью генетически кодируемый иммунофотосенсибилизатор (рис. 2, 3) [5]. Мы применили в качестве фототоксического компонента флуоресцентный белок Killer Red, способный активироваться при облучении. Было показано, что сконструированный иммунофотосенсибилизатор при облучении специфически поражает клетки аденокарциномы яичника человека SKOV3, при этом токсическое действие существенно возрастает в присутствии широко применяемого в клинической практике химического противоракового агента цисплатины [5]. Эта работа открывает перспективы создания генетически кодируемых иммунофотосенсибилизаторов, которые, с одной стороны, могут быть получены полностью биотехнологическим путем, а с другой – могут синтезироваться непосредственно в организме в результате экспрессии их генов, доставленных в опухоли, например, с помощью вирусных систем.

Конъюгаты антител с различными флуоресцентными метками (органические флуоресцентные красители, флуоресцентные белки, квантовые точки) широко применяются в иммунологии для исследований in vitro. При этом в каждом случае необходимо заново метить антитело, используемое для иммунодетекции, что вносит ряд ограничений. Использование модуля барназа – барстар позволяет разделить процедуру мечения на две стадии, как это широко используется в стрептавидин-биотиновой системе. При этом достаточно один раз отработать технологию синтеза детектирующего агента, например, квантовой точки, конъюгированной с барстаром (или барназой), и затем использовать его в анализе с белкомпартнером - барназой (или барстаром), присоединенной к нацеливающему антителу. Такой подход представляет универсальную платформу, позволяющую стандартизировать получение иммунореагентов и комбинировать их в зависимости от целей исследования. Проверка предложенной концепции была проведена с использованием scFv-фрагментов антител, которые были генноинженерным способом присоединены к барстару и к барназе, а визуализирующие агенты - коллоидное золото, флуоресцентный белок EGFP [4] и полупроводниковые нанокристаллы (квантовые точки) [6] - к белкам-партнерам – барназе и барстару соответственно (рис. 2, 4). В всех случаях была достигнута высокая эффективность и избирательность мечения раковых клеток.

Модуль барназа – барстар дает возможность конструирования диагностических и терапевтических агентов с использованием высокоточной сборки самоассоциирующихся надмолекулярных структур. Особый интерес это может представить для создания гибридных биосовместимых наночастиц из материалов органического и неорганического происхождения. Оснащение таких наночастиц фрагментами антител будет обеспечивать высокоточное нацеливание, а доставленные с их помощью наночастицы позволят осуществлять дополнительное внешнее воздействие на мишени с помощью лазерного, акустического, СВЧ и других видов электромагнитного излучения. Это новое поколение мультифункциональных наноконструкций должно обладать совокупностью

свойств, которые трудно или нельзя использовать по отдельности. Такое комбинированное воздействие на опухоли позволит реализовать принцип, когда «целое есть больше, чем сумма составляющих его частей».

Работа поддержана грантом РФФИ №09-04-01201-а, ФЦП "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научнотехнологического комплекса России на 2007–2012 годы", программами Президиума РАН «Молекулярная и клеточная биология» и «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *Deyev, S.M.* Design of multivalent complexes using the barnase-barstar module / S.M. Deyev, R. Waibel, E.N. Lebedenko, A.P. Schubige, A. Plückthun // Nature Biotechnology. 2003. V. 21. P. 1486–1492.

2. *Timofeev, V.P.* Spin label method reveals barnasebarstar interaction: a temperature and viscosity dependence approach / V.P. Timofeev, V.V. Novikov, Y.V. Tkachev, T.G. Balandin, A.A. Makarov, S.M. Deyev // J. Biomol. Struct. Dyn. 2008. V. 25. P. 525–534.

3. *Semenyuk, E.G.* Expression of single-chain antibodybarstar fusion in plants / E.G. Semenyuk, O.A. Stremovskiy, E.F. Edelweiss, O.V. Shirshikova, T.G. Balandin, Y.I. Buryanov, S.M. Deyev // Biochimie. 2007. V. 89. P. 31–38.

4. Лебеденко, Е.Н. Визуализация раковых клеток с помощью флуоресцентного белка EGFP-барназа / Е.Н. Лебеденко, Т.Г. Баландин, Э.Ф. Эдельвейс, О. Георгиев, Е.С. Моисеева, Р.В. Петров, С.М. Деев // Докл. РАН. 2007. Т. 414. С. 408–411.

5. Serebrovskaya, E.A. Targeting cancer cells by using an antireceptor antibody-photosesitizer fusion protein / E.F. Edelweiss, O.A. Stremovsky, K.A. Lukyanov, D.M. Chudakov, S.M. Deyev // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2009. V. 106. P. 9221–9225.

6. Zdobnova, T.A. Fluorescent immunolabeling of cancer cells by quantum dots and antibody scFv fragment / T.A. Zdobnova, S.G. Dorofeev, P.N. Tananaev, R.B. Vasiliev, T.G. Balandin, E.F. Edelweiss, O.A. Stremovskiy, I.V. Balalaeva, I.V. Turchin, E.N. Lebedenko, V.P. Zlomanov, S.M. Deyev // J. Biomed. Opt. 2009. V. 14. P. 021004.

7. *Edelweiss, E.* Barnase as a new therapeutic agent triggering apoptosis in human cancer cells / E. Edelweiss, T.G. Balandin, J.L. Ivanova, G.V. Lutsenko, O.G. Leonova, V.I. Popenko, A.M. Sapozhnikov, S.M. Deyev // PLoS ONE. 2008. V. 3. P. e2434.

8. *Deyev, S.M.* Ribonuclease-charged vector for facile direct cloning with positive selection / S.M. Deyev, S.A. Yazynin, D.A. Kuznetsov, M. Jucovic, R.W. Hartley // Mol. Gen. Genet. 1998. V. 259. P. 379–382.

9. *Deyev, S.M.* Multivalent complexes, their production and method of use / S.M. Deyev, R. Waibel, A. Plückthun. – United States Patent 20060120960, 2006.

10. Деев, С.М. Способ иммуноферментного определения локализации антигенов / С.М. Деев, Т.Г. Баландин, Э.Ф. Эдельвейс, О.А. Стремовский, А.Е. Урусов, Д.Н. Ермоленко, А.В. Жердев, Б.Б. Дзантиев. – Патент RU 2350959 от 27.03.2009.

Эффект Ааронова – Бома для композитных частиц и коллективных возбуждений в наноструктурах (к 50-летию открытия)

А.В. Чаплик

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск. e-mail: chaplik@isp.nsc.ru

В минувшем году исполнилось 50 лет со дня выхода в свет очередного выпуска Physical review (Phys. Rev. 115, 485 (1959)) со статьей Ааронова и Бома, в которой, как говорится, «на кончике пера» был открыт, пожалуй, самый удивительный эффект в и без того достаточно удивительной квантовой механике. Эта работа выявила совершенно новую (по тем временам) роль электромагнитных потенциалов в физике, в корне отличную от их роли в классической теории.

В классической механике движение частиц исчерпывающе описывается уравнениями движения, в которые входят поля – электрическое и магнитное. Они же фигурируют в уравнениях Максвелла, а скалярный и векторный потенциалы используются лишь в качестве удобного математического средства для решения задач. Их известная неоднозначность не сказывается на конечных результатах.

Ааронов и Бом (АБ) показали, что положение кардинально меняется в квантовой механике, и частицы, движущиеся в области пространства, где все поля тождественно равны нулю и, следовательно, не испытывают действия никаких сил, тем не менее «чувствуют» присутствие в этой области не равных нулю потенциалов. Возникает вполне наблюдаемый эффект, не связанный ни с каким силовым воздействием на частицу. Прошло целых 27 лет после этого предсказания, и руководимая проф. Тономура группа японских физиков провела experimentum crucis, обеспечив условия, в которых магнитное поле отсутствовало в области, где волновая функция электронов была заметно отлична от нуля, а в области, где было сосредоточено магнитное поле, с огромной точностью была равна нулю волновая функция (Phys. Rev. Lett. 56, 792 (1995)). И в точном соответствии с теорией АБ интерференционная картина сдвигалась на полпериода, когда изменялось на единицу число квантов магнитного потока.

Набег фазы волновой функции пропорционален заряду частицы (и циркуляции векторпотенциала по контуру, охватывающему магнитный поток), и поэтому в свободном пространстве обсуждаемый эффект связан с заряженными частицами, а в конденсированной среде аналогичный эффект имеет место для заряженных возбуждений. Сравнительно недавно было показано, что осцилляции Аронова – Бома при изменении магнитного потока возможны и для нейтральных комплексов и коллективных возбуждений в твердых телах, которые, разумеется, «состоят» из заряженных частиц. Причем объектами, где такие новые версии эффекта АБ могут реализоваться, должны быть наноструктуры (амплитуда эффекта быстро падает с увеличением размера).

Простейшим примером осцилляций свойств нейтрального образования при изменении магнитного потока является экситон в одномерном квантовом кольце, расположенном целиком *вне* магнитного поля (тонкий соленоид проходит через центр кольца) [1, 2].

В духе фейнмановской интерпретации квантовой механики можно выделить два типа траекторий, соответствующих движениям пары частиц в кольце. Первый - обычное «друг за другом» перемещение электрона и дырки, т. е. движение экситона как целого. В силу нейтральности комплекса такое движение вклада в фазу не вносит. Второй тип траекторий – движение электрона и дырки навстречу друг другу, сквозь кулоновский барьер. Такая траектория (расстались в некоторой точке окружности и встретились в другой) в смысле набега фазы волновой функции относительного движения частиц соответствует однократному обходу кольца одним элементарным зарядом. В соответствии с теорией АБ это приводит к осциллирующим зависимостям энергии связи экситона и вероятности его образования от магнитного потока. В связи с туннельным характером процесса амплитуда эффекта экспоненциально мала, если радиус кольца много больше эффективного боровского радиуса (размер экситона). Позже [3] был указан аналогичный эффект, не имеющий экспоненциальной малости: в квантовых точках второго типа электрон и дырка движутся по окружностям разного радиуса, поэтому осцилляции определяются потоком сквозь область, ограниченную двумя концентрическими кольцами. Этот случай получил экспериментальное подтверждение [4]. В случае триона в одномерном квантовом кольце [5] подбарьерных «встречных» траекторий может быть две: лишний электрон движется навстречу е-h-паре, либо два электрона движутся навстречу дырке. Фазовые набеги разные в этих двух случаях, энергия связи триона содержит два осциллирующих вклада и, самое существенное, период осцилляций в этой задаче не равен кванту потока или его рациональной доле, но зависит от отношения эффективных масс электрона и дырки. Пока это единственный пример неуниверсального периода АБ-осцилляций.

В случае коллективных колебаний двумерной плазмы на поверхности нанотрубки [6] также возможны два типа движений. На языке диаграммной

техники плазмону соответствует полюс электрондырочной петли, дающей поляризуемость системы. На эту петлю также можно смотреть как на фейнмановский график, описывающий виртуальное рождение *e-h*-пары в одной точке на поверхности трубки и последующую аннигиляцию в другой. И точно так же бывает два типа петель: обычный сохраняет свой вид при развертывании цилиндра в плоскость, а второй охватывает цилиндр, и топологически невозможно свести его к первому. Этот второй тип петли поляризуемости приводит к АБ-осцилляциям частоты плазмона, если меняется магнитный поток, идущий по оси нанотрубки.

Наконец, в квантовом кольце конечной ширины [7], как теперь легко понять, также бывают *e*-*h*-петли двух типов – с охватом и без охвата внутренней части кольца. Конечная ширина кольца приводит к дополнительному усложнению картины АБ-осцилляций: теперь в ответ входит не только поток, но и магнитное поле. Осцилляции становятся не монохроматическими и не строго периодическими, а с ростом магнитного поля осцилляции подавляются.

1. Чаплик А.В. // Письма в ЖЭТФ. **62**, 885 (1995).

2. Romer R.A. and Raikh M.E. // Phys. Rev. B62, 7045 (2000).

3. Ulloa S.E., Govorov A.O., Kalameitsev A.V. et al. // Proc. 14th Int. Conf. EP2DS, Prague, p. 1037 (2001).

4. Ribeiro E., Govorov A.O., Carvalho W., Jr., and Medeiros-Ribeiro G. // Phys. Rev. Lett. **92**, 126402 (2004).

5. Чаплик А.В. // ЖЭТФ. 119, 193 (2001).

6. Ведерников А.И., Говоров А.О., Чаплик А.В. // ЖЭТФ. **120**, 979 (2001).

7. Ковалев В.М., Чаплик А.В. // Письма в ЖЭТФ. **90**, 753 (2009).

Коллективные эффекты в полупроводниковых квантовых микрорезонаторах

Н.С. Аверкиев¹, М.М. Воронов¹, М.М. Глазов¹, А.Н. Поддубный¹

¹ УРАН Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: averkiev@les.ioffe.ru, glazov@coherent.ioffe.ru

Одним из наиболее актуальных направлений в современной оптике является квантовая электродинамика резонаторов - систем, в которых локализованный в одном или нескольких направлениях фотон взаимодействует с элементарными возбуждениями среды. В качестве среды могут выступать как пучки атомов, так и отдельные атомы и молекулы. В этих исследованиях наиболее ярко проявляются квантовые свойства излучения и вещества. Полупроводниковые наноструктуры служат твердотельными аналогами таких атомных систем. Исследование оптических свойств полупроводниковых наноструктур, и в особенности структур с квантовыми точками – искусственными атомами, является одной из бурно развивающихся областей современной физики твердого тела. В полупроводниковых квантовых микрорезонаторах достигается эффективное взаимодействие между локализованными фотонными модами и экситонами (электрон-дырочными возбуждениями) в наноструктурах. Светоэкситонное взаимодействие, многократно усиленное микрорезонатором, позволяет эффективно визуализировать собственные состояния наноструктур.

В настоящем докладе мы рассматриваем ситуации, в которых фотон взаимодействует с несколькими излучателями. В качестве примеров таких систем выступают: нульмерный микрорезонатор, в который встроено несколько квантовых точек, планарный микрорезонатор с легированной квантовой ямой, а также одномерный фотонный кристалл, сформированный путем периодического расположения легированных квантовых ям. Несмотря на то что каждая структура имеет определенную специфику, оптические свойства таких систем имеют много общего благодаря роли коллективных эффектов, обусловленных взаимодействием излучателей через фотонную моду.

Микрорезонаторы с квантовыми точками. Взаимодействие фотона, локализованного в нульмерном микрорезонаторе с экситоном, локализованным в квантовой точке, можно описывать в модели двух связанных осцилляторов, один из которых соответствует электрическому полю фотонной моды, а другой - микроскопической диэлектрической поляризации экситона. Различают два режима светоэкситонного взаимодействия: а) режим слабой связи, когда затухание фотона, связанное с его туннелированием через зеркала структуры, и затухание экситона достаточно велики по сравнению с константой связи экситона и фотона, и когерентная передача энергии между экситоном и фотоном отсутствует; б) режим сильной связи, реализующийся при достаточно большой константе связи, когда наблюдается когерентная перекачка энергии между экситонной и фотонной модой и формируются новые, смешанные состояния – экситонные поляритоны. Спектр излучения микрорезонатора в режиме сильной связи характеризуется двумя пиками, которые испытывают антипересечение при изменении расстройки между энергетическими положениями экситона и фотона [1].

При наличии в микрорезонаторе нескольких квантовых точек ситуация оказывается значительно богаче. Из экситонных состояний формируется одно, полностью симметричное состояние, также называемое сверхизлучательной модой, которое и взаимодействует с фотоном. Константа связи сверхизлучательной моды возрастает как корень из числа точек в резонаторе. Остальные состояния экситонов оказываются темными. В спектрах излучения микрорезонатора присутствуют два пика, соответствующих смешанным состояниям сверхизлучательной моды и фотона.

Неизбежный разброс энергий экситонных состояний, а также туннелирование между точками может приводить к разрушению сверхизлучательной моды. Однако оказывается, что двухпиковая структура спектра сохраняется, даже если разброс энергий экситонов сравним с константой связи квантовой точки с фотонной модой. Более того, симметричная мода может дополнительно стабилизироваться за счет случайного туннелирования в достаточно плотном ансамбле [2].

В реалистичных структурах константа связи экситона и фотона может быть порядка константы затухания фотонной моды, поэтому поляритонные состояния не вполне строго определены. Для расчета спектров излучения требуются специальные методы. Обсуждается развитый нами метод случайных источников для расчета спектров излучения квантовых точек в нульмерных микрорезонаторах и дается его обоснование в рамках диаграммной техники для неравновесных процессов [2]. Анализируются возможные нелинейные эффекты в структурах с квантовыми точками.

Планарные микрорезонаторы – резонаторы с легированными ямами. Физика взаимодействия фотона, плененного в планарном микрорезонаторе с экситоном в нелегированной квантовой яме хорошо известна. Такая система может быть описана в модели связанных осцилляторов, как и нульмерный микрорезонатор с квантовой точкой.

Ситуация драматически меняется в случае, когда квантовая яма в микрорезонаторе является легированной. При достаточно большой концентрации носителей, когда энергия Ферми электронов превосходит энергию связи экситона, фотонная мода микрорезонатора взаимодействует с континуумом электрон-дырочных пар. Край спектра поглощения таких квантовых ям описывается махановской особенностью [3], и это принципиально отличается от случая взаимодействия двух дискретных уровней фотона и экситона. Такая задача эквивалентна задаче о взаимодействии дискретного уровня (фотона) с континуумом.

Собственные состояния рассматриваемой системы существенным образом зависят от положения дискретного уровня по отношению к континууму и оптической плотности состояний на краю континуума, т. е. от конкретного вида махановской особенности, определяемого силой электрондырочного взаимодействия и плотностью состояний.

Энергетический спектр системы в общем случае состоит из дискретного уровня (соответствующего фотону, «одетому» электрон-дырочными возбуждениями) континуума и электрондырочных пар (модифицированного взаимодействием со светом). Спектр пропускания легированных микрорезонаторов имеет резкий пик на энергии «одетого» фотона и сложную структуру вблизи края полосы поглощения квантовой ямы. Продемонстрировано, что при увеличении энергии фотонной моды микрорезонатора, дискретное состояние либо оказывается стабильным (если «оптическая» плотность состояний на краю полосы поглощения не обращается в нуль), либо пропадает при достаточно большой энергии фотонной моды [4].

Интересен отклик легированного микрорезонатора на импульсное возбуждение. Имеют место квантовые биения между фотоном и континуумом, которые затухают в основном вследствие несоизмеримости собственных частот электрондырочных пар [4].

Фотоные кристаллы на базе легированных ям. Оптические свойства одномерных резонанс-

ных фотонных кристаллов, в которых активные слои являются полупроводниковыми квантовыми ямами, расположенными на расстояниях, сравнимых с длиной волны света, распространяющегося в барьерах, определяются в основном брэгговской дифракцией волн, отраженных квантовыми ямами. В зависимости от числа квантовых ям в таких структурах реализуются два принципиально различных режима взаимодействия света с веществом: (а) сверхизлучательный режим при относительно малом числе квантовых ям и (б) фотоннокристаллический режим в случае большого числа ям.

Рассматривается одномерный резонансный фотонный кристалл, сформированный из легированных квантовых ям. Поскольку отклик каждой квантовой ямы связан с коллективными возбуждениями континуума электрон-дырочных состояний, то формирование сверхизлучательной моды и брэгговская дифракция в таких системах обладают рядом особенностей, которые также обсуждаются в докладе.

Авторы выражают благодарность РФФИ, программам РАН, фонду некоммерческих программ «Династия» и гранту Президента РФ для молодых кандидатов наук.

1. *Reithmaier, J.P.* Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system / J.P. Reithmaier, G. Sek, A. Loeffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecker, A. Forchel // Nature. 2004. V. 432, № 11. P. 197–200.

2. Аверкиев, Н.С. Коллективные моды ансамблей квантовых точек в полупроводниковых микрорезонаторах / Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов, А.Н. Поддубный // ЖЭТФ. 2009. Т. 135, вып. 5. С. 958–968.

3. *Penn, D.R.* Dispersion relation approach to the X-ray edge problem / D.R. Penn, S. M. Girvin, G.D. Mahan // Phys. Rev. B. 1981. V. 24, № 12. P. 6971–6983.

4. Averkiev, N.S. Light-matter interaction in doped microcavities / N.S. Averkiev, M.M. Glazov // Phys. Rev. B. 2007. V. 76, № 4. P. 045320.

Поляритонные локальные моды и супермоды в планарных микрорезонаторах

В.Г. Лысенко^{1,2}, M. Langner², S.I. Hintschich², H. Fröb², K. Leo²

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432 Черноголовка.

² Институт прикладной фотофизики (технический университет), 01069 Дрезден, Германия.

e-mail: lyss@iapp.de

В активном слое микрорезонатора (МР) с толщиной L_c и показателем преломления n_c электромагнитное поле локализовано в продольном *z*направлении, если *z*-компонента k_z его волнового вектора **k** удовлетворяет соотношению $k_z = 2\pi/\lambda_c =$ $= \pi m/n_c L_c$, (где m = 1, 2, ...). В идеальном планарном МР (с прозрачным активным слоем и коэффициентом отражения зеркал R = 1) поперечная компонента **k**_{||} волнового вектора произвольна, поэтому соответствующая энергия $\hbar\omega = \hbar c |\mathbf{k}|$ фотонов локализованного в МР излучения имеет парабола-подобную дисперсию:

$$\omega(k) = c_{\sqrt{k_z^2 + k_{\Box}^2}} .$$
 (1)

Описание поля плоскими волнами с волновыми векторами **k** предполагает, что они имеют беско-нечное протяжение от $-\infty$ до $+\infty$ в плоскости MP. В «неидеальном» MP ($R \neq 1$) кривая «параболической» дисперсии (1) имеет конечную ширину $\Delta\lambda \approx 4L_c n_c(1-R)/\sqrt{R}$, поэтому локализованные фотоны с энергией $\hbar\omega_c$ имеют уширенное распределение Δk волновых векторов в **k**-пространстве, описываемое функцией Эйри. Угловая полуширина $\Delta\theta$ этого распределения согласно [1] равна

$$\Delta \Theta = \sqrt{\frac{2\lambda_c n_c}{\pi L_c} \frac{1-R}{\sqrt{R}}} \approx \frac{2n_c}{\sqrt{f}} , \qquad (2)$$

где финесс $f = \pi \sqrt{R}/(1-R)$. Распределение волновых векторов с полушириной Δk свидетельствует о конечной «поперечной длине когерентности» $l = 2\lambda\sqrt{f}$, на которой возможны интерференционные эффекты или фазовые корреляции.

Ujihara и др. [2] ввели понятие «эффективной площади когерентности» $S_{\rm eff} = 2\pi L_c^2 n_c/(1-R)$, внутри которой фотон распространяется в поперечном направлении без существенной потери фазы. Епотото и др. [3] распространили эту идею на случай МР с коэффициентом поглощения α и показали аналитически, что угловое распределение $\Delta \theta$ и длина когерентности *l* описываются тем же соотношением (2), в котором *R* заменено на эффективное отражение $\Re = R \exp(-\alpha L_c)$, т. е. произведение отражения зеркал на однопроходовое пропускание.

Размер и форма когерентных квазимод в планарных МР исследована экспериментально в ряде работ. Вопреки приведенным выше соображениям, Weihs и др. [4] наблюдали при увеличении накачки существенное уменьшение диаметра когерентного узлучения, которое объяснили малым размером надпороговой области возбуждения. Richard и др. [5, 6] показали, что пространственное распределение когерентного излучения из II–VI МР при нерезонансном надпороговом возбуждении состоит из нескольких пятен, локализованных вблизи минимумов неоднородного потенциала, и описали их теоретически, используя нелинейное уравнение Гросса – Питаевского (ГП).

Wouters и др. [7] провели теоретический анализ формы когерентных квазимод в планарных МР при малых (микронных) размерах возбуждающего пятна, также используя уравнение ГП, и показали, что при δ -образном возбуждении нижайшая квазимода $\psi(r)$ описывается функцией Ханкеля, которая вдали от возбуждающего пятна аппроксимируется экспонентой

$$\psi(r \rightarrow \infty) \approx \exp(-\dot{\alpha}r)/\sqrt{r}$$
 (3)

с пространственным затуханием $\dot{\alpha} = \alpha - \ln R/L_c$. Таким образом, значительная часть излучения распространяется вне малой области возбуждения.

Целью этой работы является исследование размера и формы локальных квазимод в поглощающих ($\alpha \sim 10^{-3}$ -10⁻⁴) планарных МР при надпороговом возбуждении одним или двумя двухмикронными пятнами и их слияние в одну супермоду с общей частотой, поляризацией и фазой когерентного излучения. При возбуждении МР одним пятном размер области когерентного излучения увеличивался с ростом накачки от 5-7 мкм до 10-12 мкм, значительно больше диаметра возбуждающего пятна (≤ 2 мкм), причем интенсивность излучения экспоненцияльно спадала с удалением от возбуждающего пятна, подтверждая Ханкельподобную форму (3). Когерентное излучение распространялось нормально плоскости МР с полушириной углового распределения, уменьшающейся с ростом накачки.

При возбуждении двумя удаленными пятнами размер, форма и угловое распределение излучения каждой из мод не отличались от наблюдаемых при возбуждении одном пятном. Однако при расстоянии между пятнами менее 7 мкм интенсивность, форма и угловое распределение когерентного излучения зависели от расстояния между пятнами и интенсивности возбуждающего излучения. На рис. 1 представлены пространственные распределения спектров когерентного излучения МР при возбуждении только правым (a) или левым (b) пятнами с диаметрами менее 2 мкм. Их интенсивность была менее 10^4 в максимуме, а экспоненциально спадающие крылья согласуются с формулой (2). При одновременном возбуждении двумя пятнами интенсивности излучения возрастают до ~2×10⁶, внешние крылья по-прежнему спадают экспоненциально. Однако интенсивность излучения между пятнами имеет провал глубиной около одного порядка.



Рис. 1. Спектры микрофотолюминесценции при возбуждении МР с органическим красителем лазерным (532 нм, 1 нс) излучением, сфокусированным в одно (*a* и *b*) или два (*c*) двухмикронных пятна, разнесенных на 6.5 мкм.

Угловое распределение интенсивности когерентного излучения при возбуждении одним (а и b) или двумя (c) пятнами представлено на рис. 2. Как следует из рис. 2 (а и b), зависимость спонтанного излучения от угла (т. е. поперечной компоненты волнового вектора k_{ll}) имеет параболаподобную форму (1). Когерентное индуцированное излучение в узком пике вблизи 0° (т. е. $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$) с интенсивностью в максимуме ≈ 2×10⁴. При возбуждении планарного МР одновременно двумя пятнами когерентное излучение расщепляется на два пика. Интенсивность пиков значительно (на 2 порядка) превосходит интенсивность при индивидуальном возбуждении, и падает, как и величина расщепления, с увеличением расстояния между пятнами.



Fig. 2. Угловое распределение излучения из MP, представленного на рис. 1, при его возбуждении одним (*a* и *b*) и двумя (*c*) пятнами диаметром ≤ 2 мкм.



Fig. 3. Пространственное распределение излучения планарного МР при предпороговом возбуждении одним 2-микронным пучком $(a \ u \ b)$ и двумя пучками (c). При расстояниях между пятнами менее 4 мкм максимум пространственного распределения когерентного излучения увеличивается почти на 2 порядка и концентрируется между пятнами.

Пространственное (рис. 1, *c*) и угловое (рис. 2, *c*) распределения демонстрируют, что при промежуточных расстояниях между пятнами 4–7 мкм когерентные излучения из двух разделенных пятен осциллируют точно в противофазе. При меньших расстояниях (рис. 3, *c*) или больших уровнях возбуждения они осциллируют в фазе, в то время как при больших расстояниях (≥ 8 мкм) фазы их осцилляций нескоррелированы.

В заключение в работе приводятся спектры излучения локальных квазимод и супермод МР при пространственно-неоднородном распределении плотности возбужденных органических молекул и коэффициента усиления g. Исследованы пространственные и угловые распределения излучения из МР при их возбуждении имульсным лазером, сфокусированным в одно или два пятна диметром ≤ 2 µм на расстоянии от 0–2 до 12 µм друг от друга. Показано, что пространственное распределение описывается комбинацией функций Ханкеля, а угловые распределения имеют форму колец различных диаметров, зависящих от формы, размера и интенсивности возбуждающих пятен, их числа и расстояния между ними. Экспериментальные результаты качественно согласуются с соответствующими численными расчетами, позволяющими описать пространственное и угловое распределение когерентного лазерного излучения МР при возбуждении пятнами произвольной формы и интенсивности.

Работа проводилась при финансовой поддержке DFG (проекты LE 747/37-1 и LE747/41-1).

1. *De Martini, F.* Transverse quantum correlations in the active microscopic cavity / F. De Martini, M. Marrocco, D. Murra // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65, № 15. P. 1853–1856.

2. *Ujihara, K.* Spontaneous Emission in a Very Short Optical Cavity with Plane-Parallel Dielectric Mirrors / *K. Ujihara, A. Nakamura, O. Manba, X.-P. Feng* // Jpn. J. Appl. Phys. 1991. V. 30, № 12A. P. 3388–3398.

3. *Enomoto, T.* Intensity fluctuation of a pulsed planar microcavity laser / T. Enomoto, T. Sasaki, K. Sekiguchi, Y. Okada, K. Ujihara // J. Appl. Phys. 1996. V. 80, № 12. P. 6595–6601.

4. Weihs, G. Polariton lasing in a microcavity // G. Weihs, H. Deng, D. Snoke, Y. Yamamoto // Phys. Stat. Sol. (a) 2004. V. 201, № 4. P. 625–632.

5. *Richard*, *M*. Experimental evidence for nonequilibrium Bose condensation of exciton polaritons // M. Richard, J. Kasprzak, R. André, R. Romestain, Le Si Dang, G. Malpuech, A. Kavokin // Phys. Rev. B. 2005. V. 72, № 20. P. 201301(R) (1–4).

6. Kasprzak, J. Bose–Einstein condensation of exciton polaritons / J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, R. Andre, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, Le Si Dang // Nature. 2006. V. 443, № 05131. P. 409–414.

7. *Wouters, M.* Spatial and spectral shape of inhomogeneous nonequilibrium exciton-polariton condensates / M. Wouters, I. Carusotto, C. Ciuti // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, № 11. P. 115340 (1–7).

Нелокальное взаимодействие между квантовыми контактами, управляемое магнитным полем

М.Г. Прокудина, В.С. Храпай

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432, Институтская ул., 2. e-mail: musek@yandex.ru

В нашей работе представлены результаты исследования влияния магнитного поля на неравновесный аналог термоэлектрического эффекта в компланарных электрически изолированных квантовых контактах [1]. Образцы выполнены на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, залегающим на глубине 90 нм, и представляют собой набор субмикронных металлических затворов, выполненных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (рис. 1). Обедняя двумерный газ под затворами, можно получить две электрически изолированные цепи, которые содержат по одному квантовому контакту. Расстояние между полученными таким образом квантовыми контактами несколько сот нанометров.



Рис. 1. АФМ-изображения образца. Светло-серым изображены металлические затворы на поверхности гетероструктуры.

В цепи одного из контактов (источника) с помощью внешнего источника напряжения пропускается ток (~1 мкА), в цепи второго контакта (детектора) измеряется при помощи прецизионного конвертора ток – напряжение – индуцированный ток (~10 пА). Эксперимент проводился при относительно высокой температуре 4.2 К.

В отсутствие магнитного поля нами полностью воспроизведены полученные ранее результаты [1]. При увеличении падения напряжения на контакте-источнике больше чем на 1-2 мВ в цепи детектора пороговым образом возникает ток, направление которого противоположно направлению тока в контакте-источнике. При включении малого магнитного поля |B| < 0.1 Тл (рис. 2), перпендикулярного плоскости гетероперехода, ток в детекторе резко меняется в несколько раз, хотя ток в контакте-источнике не испытывает заметных изменений. При дальнейшем увеличении поля резкая зависимость сменяется плавной, а связь между направлениями тока в детекторе и контакте-источнике исчезает. В полях выше

|B| > 0.5 Тл направление тока в детекторе полностью определяется знаком магнитного поля.



Рис. 2. Зависимость тока в цепи квантового контакта – детектора от магнитного поля при двух значениях напряжения на квантовом контакте-источнике (a). Ток в цепи контакта-источника в зависимости от магнитного поля (b).

Полученные результаты, по-видимому, объясняются особенностью распространения неравновесных баллистических носителей в магнитном поле. Резкую зависимость в малых полях качественно можно объяснить переходом от свободного пролета носителей в управляющей цепи к распространению по квазиклассическим скачущим орбитам вдоль электростатического края двумерной системы. Механизм передачи энергии между двумя цепями может объясняться, как и в [1], испусканием и перепоглощением неравновесных фононов. Достаточно сильное магнитное поле вносит асимметрию между двумя цепями, что объясняет исчезновение связи между направлениями токов в контакте-источнике и детекторе. Таким образом, эксперимент свидетельствует о нелокальности взаимодействия между компланарными наноструктурами и подтверждает предположение о его фононном происхождении [1-2].

1. *Khrapai, V.S.* Counterflow of Electrons in Two Isolated Quantum Point Contacts / V.S. Khrapai, S. Ludwig, J.P. Kotthaus et al. // Phys. Rev. Lett. 99, 096803 (2007).

2. *Khrapai, V.S.* Double-Dot Quantum Ratchet Driven by an Independently Biased Quantum Point Contact / *V.S. Khrapai, S. Ludwig, J.P. Kotthaus* et al. // Phys. Rev. Lett. 97, 176803 (2006).

Резонансное приближение для описания оптических свойств фотонно-кристаллических слоев

Н.А. Гиппиус^{1,2}, Т. Weiss^{2,3}, С.Г. Тиходеев¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва. ² LASMEA, University Blaise Pascal, 24 Avenue des Landais, 63177 Aubiere Cedex, France. ³ 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, Germany.

e-mail: na.gippius@mail.ru

В докладе обсуждается способ описания оптических свойств фотонно-кристаллических слоев на основе резонансного приближения, позволяющего свести решение уравнений Максвелла в сложной пространственно-модулированной среде к линейной осцилляторной модели с вычисляемыми параметрами, определяемыми строением фотонно-кристаллической ячейки [1-3]. Как известно, резонансам электромагнитного поля соответствуют полюса аналитического продолжения матрицы рассеяния (Sматрицы) фотонно-кристаллического слоя в нижнюю полуплоскость с выбранного сегмента действительной оси энергии. Резонансное приближение применимо в тех случаях, когда для анализа оптических свойств системы достаточно ограничиться ближайшими полюсами, расстояние которых до энергетических дифракционных порогов значительно больше их мнимой части.

На примерах разнообразных резонансных структур продемонстрирована связь архитектуры фотонно-кристаллической ячейки и формы резонанса в спектрах отражения и пропускания.

Резонансное приближение позволяет эффективно описывать взаимодействие фотонно-кристаллических слоёв в зависимости от их пространственного расположения. Задача сводится к определению собственных значений матрицы взаимодействия, аналогичной привычному гамильтониану, размерность которой равна числу рассматриваемых резонансов. Элементы такого эффективного гамильтониана регулярным образом вычисляются из структурных параметров резонансов, их энергий и нерезонансных частей матрицы рассеяния изолированного слоя.



Рис. 1. Схема модельной структуры из двух периодических слоёв диэлектрических нитей (n = 2.5) толщиной h = 50 нм и шириной w = 200 нм. Слои разделены воздушным промежутком толщиной d_z и смещены в горизонтальной плоскости на d_x . Период структуры p = 300 нм.

В качестве иллюстрации рассмотрим структуру электромагнитных резонансов модельной системы, показанной на рис. 1. Каждый из слоёв, взятый в отдельности, для указанных на рисунке параметров при $k_x = 0$ имеет четыре резонанса, образованных связью первых дифракционных порядков квазиволноводных мод [1] в ТЕ- и ТМ-поляризациях. Рассмотрим подробнее ТМ-дублет (расщепляющийся в квадруплет при наличии двух взаимодействующих слоев) и исследуем его перестройку по мере сближения слоев.

Результаты расчета ТМ-резонансов в рамках резонансного приближения показаны на рис. 2 сплошными линиями для толщины воздушного зазора (d_z) , изменяющегося от 0 до 1 мкм (смещение в горизонтальной плоскости $d_x = 0$).



Рис. 2. Зависимость энергий резонансов структуры, показанной на рис. 1, в зависимости от толщины воздушного зазора (d_z) , рассчитанная в рамках резонансного приближения (точки, почти сливающиеся в сплошную линию). Для сравнения ромбами, звездочками и кружками показаны результаты расчета методом матрицы рассеяния.

Наиболее просто ведет себя верхний оптически не активный (т.е. не проявляющийся в оптических спектрах структуры как резонансная особенность вследствие антисимметричности при $k_x = 0$) ТМ резонансный дублет. С уменьшением толщины воздушного зазора расщепление между уровнями нарастает в полном соответствии с классической двухъямной задачей.

Гораздо сложнее ведет себя нижний оптически активный ТМ-дублет, зависимость расщепления которого от d_z имеет немонотонный осциллирующий характер, связанный с резонансами Фабри – Перо на разделяющем модулированные слои воздушном промежутке. Последние показаны на рис. 2 кружками. При приближении энергии резонанса Фабри – Перо к рассматриваемому дублету происходит резонансное усиление взаимодействия между резонансами в слоях. Такая картина соответствует слабой связи между резонансами Фабри – Перо и квазиволноводными модами.

Отметим, что для ТЕ-квадруплета (не показан на рис. 2) связь между резонансами оказывается сильной и происходит гибридизация квазиволноводных мод и резонансов Фабри – Перо, проявляющаяся в существенной перестройке спектров.

Применение предложенного приближения для описания резонансных нелинейно-оптических эффектов в планарных полупроводниковых микрорезонаторах при частотах, близких к экситонному резонансу, позволило успешно описать нетривиальные пороговые особенности поляритонного рассеяния [4]. Аналогичные нелинейнооптические эффекты должны наблюдаться и в фотонно-кристаллических структурах.

Авторы благодарны РФФЙ, программе Президиума РАН №27 и ANR (France) за поддержку.

1. Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., Ishihara T. // PRB. 66, 045102 (2002).

2. Gippius N.A., Tikhodeev S.G., and Ishihara T. // Phys. Rev. B. 72, 045138 (2005).

3. Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. // УФН. 179, 1027–1030 (2009).

4. Gippius N.A., Tikhodeev S.G., Kulakovskii V.D., Krizhanovskii D.N. and Tartakovskii A.I. // Europhys. Lett. 67(6), 997–1003 (2004).

Complementary use of neutron and synchrotron x-ray scattering to probe magnetic microstructure in exchange-coupled layered nanoheterostructures

E. Kravtsov^{1,2}, V.V. Ustinov¹

¹ Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, 18 Kovalevskaya St., Ekaterinburg. ² Ural State Technical University – UPI, 19 Mira St., Ekaterinburg. e-mail: kravtsov@imp.uran.ru

-man. kravisov@mp.uran.rt

There has been great interest recently in exchange-coupled nanoheterostructures composed of ferromagnetic and antiferromagnetic layers, which display a rich variety of novel phenomena and acquire technological importance as elements of spintronic devices. In order to understand, and be able to tune properties of these new artificial structures it is important to precisely resolve (at subnanometer scale) inhomogeneous magnetization density depth profiles, which are typical in these structures. Here we discuss complementary applications of modern neutron and synchrotron scattering methods to probe intralayer magnetic structure in these magnetic heterostructures, which is the key to our understanding of novel physical phenomena.

Cr-based heterostructures are antiferromagnetic systems where low-temperature behavior is associated with the existence of spin-density waves (SDWs) incommensurate with the bcc lattice periodicity of Cr. The SDW in Cr-based systems coexists with a chargedensity wave and a strain wave (SW) corresponding to periodic modulations of the charge density and the lattice spacing, respectively, with half the period of the SDW. Elastic strains, chemical impurities, dimensional and proximity effects from neighboring layers may cause the SDW to be commensurate with the Cr lattice periodicity.

Magnetic scattering of neutrons is directly sensitive to the magnetic state of Cr and, in principle, it is able to provide very complete information on the SDW state in Cr films. The Cr magnetic moment modulation produces corresponding satellite reflections in the vicinity of forbidden Cr bcc Bragg reflections, which can be detected with neutron scattering. In the case of a commensurate SDW the neutron scattering reflections will be detected exactly at forbidden Bragg peaks. However, neutron scattering requires a significant amount of scattering material. In the case of thin films the intensity of the detected satellite reflections is often rather low and we cannot reach a good resolution in Q-space because of poor statistics. Synchrotron x-ray scattering is able to detect satellite reflections arising around fundamental Cr Bragg peaks due to strain waves. Although SW investigations do not reveal the SDW polarization, they have the advantage of a higher reciprocal-space resolution.

An approach combining high-resolution neutron and anomalous x-ray diffraction allows one to resolve intralayer magnetic structure in antiferromagnetic layers with charge- and spin density waves. We apply this complementary approach to resolve spin-density wave state in Cr/V heterostructures and trace its evolution with temperature, magnetic field, hydrogen uptake, etc [1, 2]. In our analysis we used neutron scattering results for a qualitative description of the SDW behavior (magnetic phase diagram) and x-ray data to gain high resolution quantitative results. In Fig. 1 are shown neutron and synchrotron scattering results from [Cr(500 Å)/V(14 Å)]₄ multilayers, which provide direct experimental evidence that hydrogen uptake into adjacent vanadium layers can be used for fine tuning magnetic state in Cr layers, in particular, in order to switch between incommensurate and commensurate SDW states in a reversible way [2].



Fig. 1. Influence of the hydrogen pressure on the temperature dependence of the SDW and SW satellite peak intensities in $[Cr(500 \text{ Å})/V(14 \text{ Å})]_4$ multilayers as retrieved from scattering experiments with neutrons (*a*) and with synchrotron radiation (*b*).

The most powerful techniques to probe magnetization depth profiles in ferromagnetic nanoheterostructures are polarized neutron reflectometry (PNR) and resonant x-ray magnetic reflectometry (RXMR). The main advantage of the PNR technique is its ability to directly probe atomic magnetic moments and provide information about the in-plane magnetic moment in absolute units. On the other hand, this technique is not element-specific and, due to low incoming neutron beam flux, has limited spatial resolution. When applied in the hard x-ray regime, RXMR utilizes resonant enhancement for the x-ray magnetic scattering observed at K-edges of transition metals and L-edges of rare earths. RXMR provides both element-sensitivity and high spatial resolution due to the high flux of synchrotron radiation. However, when working with circularly polarized x-rays, it detects only the in-plane component of magnetic moment within the scattering plane. In addition, it is not always possible to probe all the elements in heterostructures and gain complete information on the system.

A unified approach combining polarized neutron and resonant *x*-ray magnetic reflectometry allows one to determine magnetization profiles in ferromagnetic heterostructures. As was demonstrated for the case of



Fig. 2. (*a*) Experimental (points) and fitted (lines) PNR spectra from [Fe(35 Å)/Gd(50 Å)]5 multilayer measured at T = 140 K, H = 500 Oe. (*b*) Experimental (circles) and fitted (line) RXMR spectra for measured at the Gd L₂-edge (E = 7929 eV) T = 140 K, H = 500 Oe. (*c*) Refined magnetization profile within the Fe/Gd heterostructure as revealed by the simultaneous refinement of PNR and RXMR spectra.



Fig. 3. (*a*) Experimental (points) and fitted (lines) PNR spectra from [Fe(35 Å)/Gd(50 Å)]5 multilayer measured at T = 20 K, H = 5 kOe. (*b*) Experimental (circles) and fitted (line) RXMR spectra for measured at the Gd L₂-edge (E = 7929 eV) T = 20 K, H = 5 kOe. (*c*) Refined magnetization profile within the Fe/Gd heterostructure as revealed by the simultaneous refinement of PNR and RXMR spectra.

Fe/Gd heterostructures [3], simultaneous selfconsistent refinement of neutron and *x*-ray reflectometry data makes it possible to resolve the elementspecific depth-dependent magnetization profiles in multilayers with unprecedented accuracy, including refinement of the inhomogeneous intralayer structure with near atomic resolution.

With our complementary approach, we have resolved element-specific complex magnetic structures in a [Fe(35 Å)/Gd (50 Å)]₅ heterostructure as a function of temperature and magnetic field by performing simultaneous self-consistent refinement of polarized neutron reflectometry and resonant x-ray magnetic reflectometry spectra [3]. The complementary use of the PNR and RXMR techniques has made it possible to determine changes in the value of magnetic moment as well as in-plane magnetization rotation in Fe/Gd heterostructures. In Figure 2 are shown the refined magnetization profiles together with PNR & RXMR spectra from the Fe/Gd heterostructure measured at T = 140 K, H = 500 Oe where within Gd layers there appears a magnetic state with inhomogeneous magnetization profiles. Gd magnetic moment was found to be enchased near Gd/Fe interfaces and decreased in the middle of Gd layers. Figure 3 illustrates an example of magnetic state (observed at T = 20 K, H = 5 kOe) for which we detected a strong rotation of magnetic moments inside Gd layers: Gd moments are rotated towards the magnetic field in the middle of Gd

layers and opposite to magnetic field near the Fe/Gd interfaces.

Summing up, the application of the complementary neutron and synchrotron *x*-ray scattering techniques is important for the determination intralayer magnetic structure in magnetic nanoheterostructures. We stress the importance of such an approach, for it provides results that cannot be obtained by applying any of these techniques separately. Simultaneous application of two complementary techniques will be useful in the design of new spintronic devices.

The research was partially supported by grant NSh -3545.2010.2.

1. *Kravtsov, E.* Onset of spin-density-wave antiferromagnetism in Cr/V multilayers / E. Kravtsov, R. Brucas, B. Hjörvarsson, A. Hoser, A. Liebig, G.J. McIntyre, M.A. Milyaev, A. Nefedov, L. Paolasini, F. Radu, A. Remhof, V.V. Ustinov, F. Yakhou, and H. Zabel // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 024421(1–14).

2. *Kravtsov, E.* Fine-tuning of the spin-density-wave state in Cr/V heterostructures via hydrogen uptake / E. Kravtsov, A. Nefedov, G. Nowak, K. Zhernenkov, H. Zabel, B. Hjörvarsson, A. Liebig, A. Hoser, G.J. McIntyre, L. Paolasini and A. Remhof // J. Phys.: Condens. Matter. 2009. V. 21. P. 336004 (1–5).

3. *Kravtsov, E.* Complementary polarized neutron and resonant *x*-ray magnetic reflectometry measurements in Fe/Gd heterostructures: Case of inhomogeneous intralayer magnetic structure / E. Kravtsov, D. Haskel, S.G.E. te Velthuis, J.S. Jiang, and B.J. Kirby // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 134438(1–13).

Невзаимность и нарушение принципа детального равновесия при упругом рассеянии неполяризованных нейтронов системами с некомпланарной магнитной структурой

Д.А. Татарский, О.Г. Удалов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.

Хорошо известно, что из-за симметрии уравнений движения по отношению к обращению времени сечение рассеяния частиц в магнитном поле $\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B})$ удовлетворяет следующему соотношению (так называемая теорема взаимности):

$$\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) = \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, -\vec{B}), \quad (1)$$

где \vec{k} и $\vec{k'}$ – волновые векторы падающей и рассеянной волн, \vec{B} – магнитное поле в системе. При этом рассеяние называют невзаимным, если выполняется соотношение

$$\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) \neq \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, \vec{B}).$$
⁽²⁾

Из (1) следует, что рассеяние может быть невзаимным только при наличии внешнего поля или спонтанного магнитного момента в системе. Подобные эффекты хорошо известны в оптике. Например, невзаимность в прохождении света сквозь ячейку Фарадея.

В случае рассеяния неполяризованных нейтронов наличия однородного внешнего магнитного поля недостаточно для возникновения невзаимности. Это обусловлено тем, что взаимодействие нейтронов с магнитным полем описывается паулевским слагаемым $-(\hat{\mu} \cdot \vec{B})$ ($\hat{\mu}$ – оператор магнитного момента нейтрона). Замена знака магнитного поля в системе на противоположный при обращении времени может быть скомпенсирована поворотом спиновой системы координат нейтрона, который не приводит к физическим изменениям пучка неполяризованных нейтронов. В данной работе продемонстрировано, что невзаимность при рассеянии нейтронов может возникать только в системе с некомпланарной магнитной структурой.

Другое, хорошо известное, свойство рассеяния – принцип детального равновесия. Оно выражается соотношением

$$\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \vec{B}) = \sigma(\vec{k}', \vec{k}, \vec{B}).$$
(3)

Это свойство не следует из каких-либо соображений симметрии. Однако оно справедливо, если рассчитывать рассеяние в борновском приближении. Известно, что невзаимность рассеяния в сочетании с нарушением принципа детального равновесия может приводить к возникновению эффектов типа холловского. В качестве примера можно привести аномальный эффект Холла в ферромагнетиках. В данной работе продемонстрировано, что при рассеянии нейтронов системами с некомпланарной магнитной структурой также нарушается и принцип детального равновесия.

Как уже было отмечено, условие детального равновесия всегда выполняется в борновском

приближении. Нетрудно убедиться, что в первом порядке теории возмущений выполняется также равенство $\sigma(\vec{k},\vec{k}',\vec{B}) = \sigma(-\vec{k}',-\vec{k},\vec{B})$. Таким образом, для того чтобы теоретически получить невзаимность и нарушение принципа детального равновесия при рассеянии нейтронов необходимо выйти за рамки первого приближения Борна.

Важно также отметить значительное число работ, посвященных изучению движения электронов в ферромагнетиках с некомпланарной магнитной структурой. В таких средах возникают эффекты выпрямления электрического тока [1], а также эффекты холловского типа (так называемый, "топологический" эффект Холла) [2]. В рамках s-d-модели Вонсовского взаимодействие электронов проводимости и локализованных электронов в ферромагнетиках также описывается паулевским слагаемым, как и взаимодействие нейтронов с магнитным полем. Формальное сходство в описании электронов и нейтронов позволяет ожидать возникновения схожих явлений, что и явилось побудительным мотивом данной работы.

В первой части работы с феноменологической точки зрения продемонстрирована возможность возникновения невзаимности в рассеянии нейтронов. Во второй части для двух модельных систем в рамках теории возмущений продемонстрировано возникновение эффектов невзаимности и нарушения принципа детального равновесия. Далее рассмотрено рассеяние нейтронов ферромагнитными частицами с вихревым распределением намагниченности. И в заключительной части проанализировано отражение нейтронов системой трех магнитных зеркал.

Рассмотрим рассеяние неполяризованных нейтронов магнитными неоднородностями. Обозначим через $\sigma(\vec{k},\vec{k}',\{B(\vec{r})\})$ полное сечение рассеяния. Предположим, что взаимодействие с неоднородностями мало, и сечение рассеяния σ представимо в виде ряда по степеням магнитной индукции \vec{B} . Взаимодействие между магнитным полем и спином нейтрона зависит лишь от угла между ними, поэтому полное сечение рассеяния не должно зависеть от поворотов магнитного поля (в каждой точке пространства на одинаковый угол), поэтому σ принимает вид

$$\begin{aligned} \sigma(k,k',\{B(\vec{r})\}) &= \sigma_0(k,k') + \\ &+ \int Q_1(\vec{k},\vec{k}';\vec{r}_1,\vec{r}_2)(\vec{B}(\vec{r}_1)\vec{B}(\vec{r}_2))d\vec{r}_1d\vec{r}_2 + \\ &+ \int Q_2(\vec{k},\vec{k}';\vec{r}_1,\vec{r}_2,\vec{r}_3)(\vec{B}(\vec{r}_1)[\vec{B}(\vec{r}_2)\times\vec{B}(\vec{r}_3)])d\vec{r}_1d\vec{r}_2d\vec{r}_3 + ..., \end{aligned}$$

→ →

где $Q_{1,2}$ – скалярные функции, $\sigma_0(\vec{k}, \vec{k}')$ – не зависящая от магнитного поля часть рассеяния. Величина невзаимности рассеяния, как следует из (1) и (4), определяется выражением

$$\sigma(\vec{k}, \vec{k}', \{\vec{B}(\vec{r})\}) - \sigma(-\vec{k}', -\vec{k}, \{\vec{B}(\vec{r})\}) =$$

$$= 2 \int Q_2(\vec{k}, \vec{k}'; \vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) (\vec{B}(\vec{r}_1) [\vec{B}(\vec{r}_2) \times (5) \times \vec{B}(\vec{r}_3)]) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 d\vec{r}_3 + \dots$$

Из (5) видно, что невзаимность может наблюдаться только при рассеянии нейтронов от магнитных сред с некомпланарной структурой, в которых смешанное произведение $(\vec{B}(\vec{r}_1) \times \vec{B}(\vec{r}_2)])$ отлично от нуля. Из (5) также видно, что, как указывалось выше, рассмотренный эффект лежит за рамками борновского приближения.

В работе рассмотрены две простейшие модельные системы, в которых возникает невзаимность при рассеянии и нарушается принцип детального равновесия. Это системы из трех точечных магнитных центров: в первой центры расположены на одной линии, а во второй – в углах равностороннего треугольника. Оператор взаимодействия имеет вид

$$\hat{V} = -\mu_n \sum_{i=1}^3 \left(\hat{\vec{\sigma}} \cdot \vec{B}_i \right) \delta(\vec{r} - \vec{a}_i) , \qquad (6)$$

где μ_n – магнитный момент нейтрона, $\hat{\vec{\sigma}}$ – вектор матриц Паули, \vec{B}_i и \vec{a}_i определяют магнитное поле и положение рассеивателей в пространстве. В рамках теории возмущений до кубических по магнитному полю слагаемых для этих систем были рассчитаны индикатрисы рассеяния неполяризованных нейтронов. Для обеих систем рассеяние является невзаимным, а для системы с треугольным расположением магнитных центров также нарушается принцип детального равновесия. В соответствии с феноменологической теорией указанные явления возникают, только если магнитные поля центров некомпланарны. Здесь важно также отметить, что возникновение невзаимности и нарушение принципа детального равновесия возникают в результате интерференции однократно и двукратно рассеянных нейтронов, обсуждаемые эффекты являются знакопеременными и быстро осциллирующими функциями импульса нейтрона и углов падения и рассеяния.

Примером реальной системы трех точек, расположенных в линию, является, например, многослойная магнитная частица с квазигеликоидальным распределением намагниченности [3]. Примером же системы с треугольным расположением центров является магнитная частица с вихревым распределением намагниченности [4].

В данной работе в рамках теории возмущений рассмотрено рассеяние неполяризованных нейтронов частицей с вихревым распределением намагниченности. Проведенные расчеты показали, что величина эффектов невзаимности и нарушения принципа детального равновесия (т. е. отношение кубической по магнитному полю компоненты индикатрисы рассеяния к квадратичной) является весьма малой (порядка 10⁻⁵) и при этом слабо зависит от размера частицы.

Отметим, однако, что величина рассматриваемых эффектов может быть увеличена за счет использования решетки вихревых частиц, а также за счет перехода в диапазон углов падения, где несправедливо борновское приближение, т. е. в область скользких углов.

В данной работе также рассмотрено отражение неполяризованных нейтронов системой из трех магнитных зеркал.



Отражение пучка нейтронов тремя магнитными зеркалами

При этом отражение происходит последовательно от первого, затем от второго и затем от третьего зеркала. В такой системе интерференции между однократно и двукратно рассеянными (отраженными) пучками нет, однако и здесь также возникает невзаимность (более подробно данная задача описана в материалах данной конференции: Д.А. Татарский и др. "Невзаимность отражения неполяризованных нейтронов системой трех ферромагнитных зеркал с некомпланарной намагниченностью"). Коэффициент отражения после прохождения всех трех зеркал пучком неполяризованных нейтронов справа налево отличается от коэффициента отражения при прохождении слева направо, если намагниченности зеркал некомпланарны. Величина невзаимности достигает 1% от интенсивности падающего пучка.

Важно отметить, что кроме некомпланарности намагниченностей зеркал для возникновения невзаимности необходимо также, чтобы угол падения на среднее зеркало был в диапазоне между двумя критическими углами, соответствующими различным поляризациям пучка нейтрона. В этом диапазоне углов отражение нейтронов не может быть описано в рамках теории возмущений, что качественно отличает данную задачу от рассмотренных выше.

1. *Fraerman, A.A.* Diode effect in the medium with a helical magnetic structure / A.A. Fraerman, O.G. Udalov. Phys. Rev. B. 2008. 77. 9. 094401.

2. *Aharonov, Ya.* Origin of the geometric forces accompanying Berry's geometric potentials / Ya. Aharonov, A. Stern // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69, № 25. P. 3593.

3. *Fraerman, A.A.* Magnetic force microscopy of helical states in multilayer nanomagnets / A.A. Fraerman, B.A. Gribkov, S.A. Gusev et al. // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 073916.

4. *Cowburn, R.P.* Single-Domain Circular Nanomagnets / R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye et al. // Phys. Rev. Letts. 1999. V. 83. P. 1042.

Прохождение поляризованных нейтронов через неколлинеарные и некомпланарные магнитные слоистые структуры

В.К. Игнатович¹, Ю.В. Никитенко¹, А.А. Фраерман²

¹ ФЛНФ ОИЯИ, ул. Жолио-Кюри, 6, Дубна, Московская обл. ² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: nikiten@nf.jinr.ru

В настоящее время неколлинеарные и некомпланарные слоистые магнитные структуры находят применение при создании новых элементов наноэлектроники. Нейтроны, обладающие магнитным моментом, эффективно используются для исследований магнитной структуры на атомном и нано масштабах. В то же время нейтроны, повидимому, ещё не применялись в исследованиях магнитных некомпланарных структур. В этой связи представляется целесообразным рассмотреть особенности прохождения поляризованных нейтронов через структуры различного типа [1, 2].

Рассмотрим три типа слоистых структур, характеризующихся тем, что в их отдельных слоях вектор намагниченности постоянен, но изменяется скачком при переходе от слоя к слою. Для определённости толщины слоёв в структурах и величины намагниченностей в слоях пусть будут равными, а реальную часть ядерного потенциала взаимодействия нейтронов с веществом установим равной нулю. Структура первого типа - это один слой, вектор намагниченности которого лежит в плоскости слоя. Структура второго типа – это два слоя, вектор намагниченности в которых лежит в плоскости слоёв и направлен вдоль осей Х и У. Наконец, структура третьего типа - это три слоя, вектор намагниченности в которых направлен вдоль осей Х, У и Z. Структуры могут находиться во внешнем магнитном поле, направленном по оси Z. По оси Z направлен и вектор поляризации падающего на структуру пучка нейтронов. Будем считать, что в магнитном поле Н нейтроны в когерентно связанных "+" и "-" спиновых состояниях характеризуются перпендикулярными к границам раздела компонентами волнового вектора $k^{+(-)} =$ $=(k_0^2 - U - (+) B)^{1/2}$, где k_0 – компонента волнового вектора в вакууме, U и $B = \mu H - ядерный и маг$ нитный потенциалы взаимодействия нейтрона со средой, соответственно, и - магнитный момент нейтрона. Для однослойной структуры без внешнего магнитного поля получены следующие соотношения для коэффициентов отражения R и пропускания Т нейтронов:

 $R^{++} = R^{+-} = R^{-+} = R^{--}$, $T^{++} = T^{--}$, $T^{+-} = T^{++}$. (1) Здесь знаки "+" и "-" соответствуют компонентам проекции спина нейтрона вдоль и против направления оси *Z*. При этом первый знак относится к начальному состоянию, а второй – к конечному. Из (1), поскольку направления падения нейтронов слева и справа для одного слоя равноправны, следует, что принцип детального баланса для поляризованных нейтронов (ПДБ-П) выполняется. Действительно, для слоистой структуры ПДБ-П в случае зеркального отражения и, соответственно, пропускания нейтронов формулируется так:

$$T^{++}_{\rightarrow} = T^{++}_{\leftarrow}, \ T^{-}_{\rightarrow} = T^{-}_{\leftarrow}, \ T^{+-}_{\rightarrow} = T^{++}_{\leftarrow}, \ T^{+}_{\rightarrow} = T^{++}_{\leftarrow},$$
$$R^{+-}_{\rightarrow} = R^{-+}_{\rightarrow}, \ R^{+-}_{\leftarrow} = R^{-+}_{\leftarrow},$$
(2)

где стрелки обозначают направление падения нейтронов на структуру слева "→" и справа "←".

Для однослойной структуры, помещённой в магнитное поле, выполняются другие соотношения, а именно:

$$R^{+-} = R^{-+}, \quad T^{++} = T^{--}, \quad T^{+-} = T^{-+}.$$
 (3)

Из (3) следует, что ПДБ-П и в этом случае выполняется.

Для двухслойной структуры без внешнего магнитного поля для коэффициентов отражения и пропускания нейтронов выполняются соотношения, связывающие два различных направления падения нейтронов:

$$R^{++} \rightarrow = R^{-} \rightarrow = R^{++} \leftarrow = R^{-} \leftarrow, \quad R^{+-} \rightarrow = R^{-+} \leftarrow,$$

$$R^{-+} \rightarrow = R^{+-} \leftarrow, \quad T^{++} \rightarrow = T^{--} \leftarrow, \quad T^{++} \leftarrow = T^{--} \rightarrow,$$

$$T^{+-} \rightarrow = T^{+-} \leftarrow = T^{+-} \leftarrow. \quad (4)$$

Из (4) следует, что ПДБ-П частично нарушается, а выполняется только в спин-флипных каналах пропускания нейтронов ($T^{+-} = T^{+} \leftarrow u T^{+} = T^{+-} \leftarrow$). В то же время выполняются более общие соотношения, связывающие коэффициенты с противоположными начальными спиновыми состояниями и направлениями падения нейтронов, а именно:

$$R^{+(-)} \rightarrow = R^{-(+)} \leftarrow H \quad T^{+(-)} \rightarrow = T^{+(+)} \leftarrow (5)$$

Для двухслойной структуры, помещенной в магнитное поле, выполняются соотношения:

$$R^{++} \rightarrow = R^{++} \leftarrow, \quad R^{--} \rightarrow = R^{--} \leftarrow, \quad R^{+-} \rightarrow = R^{-+} \leftarrow, \\ R^{-+} \rightarrow = R^{+-} \leftarrow, \quad T^{+-} \rightarrow = T^{++} \rightarrow, \quad T^{+-} \leftarrow = T^{++} \leftarrow.$$
(6)

Соотношения (6) указывают, что в этом случае ПДБ-П не выполняется ни в одном из каналов, за исключением автоматически следующего ПДБ-П для не спин-флипных нейтронов "++" и "--" в канале отражения.

Для трёхслойной структуры, средний слой которой намагничен по оси Z, помещённой в магнитное поле или без него, имеют место те же соотношения (6), что и для двухслойной структуры в магнитном поле.

Наконец, для трёхслойной структуры, крайний слой которой намагничен по оси Z, нет соотношений, связывающих различные по компонентам спина коэффициенты отражения и пропускания.

Рассмотрим выполнение принципа детального баланса в случае неполяризованных нейтронов (ПДБ-Н). В случае неполяризованного пучка ПДБ-Н выполняется в канале отражения нейтронов для любой структуры ввиду тождественности входа и выхода нейтронов. Поэтому выполнение ПДБ-Н определяется только каналом пропускания нейтронов. При ПДБ-Н выполняется следующее соотношение:

$$\Delta T = (T^{++} + T^{+-} + T^{++} + T^{-})_{\rightarrow} - (T^{++} + T^{+-} + T^{++} + T^{-+})_{\leftarrow} = 0.$$
(7)

Дополнительно к (7) рассмотрим выполнение других общих соотношений. В этой связи определим поглощение для нейтронов, падающих слева или справа:

$$M = 1 - \sum_{ij} (R^{ij} + T^{ij}); \quad i, \ j \equiv ``+ \text{ или} - ``. (8)$$

Определим суммарный поток нейтронов, возникающий с левой "L" и с правой "R" стороны структуры (падающий поток каждой спиновой компоненты принят равным единице) в результате отражения и пропускания падающих одновременно слева и справа на структуру неполяризованных нейтронов:

$$J^{+}_{L(R)} = (R^{++} + R^{-+})_{\to(\leftarrow)} + (T^{++} + T^{++})_{\leftarrow(\to)},$$

$$J_{L(R)} = (R^{--} + R^{+-})_{\to(\leftarrow)} + (T^{--} + T^{+-})_{\leftarrow(\to)}.$$
 (9)

Определим полный поток $J = J^+ + J$ и поляризацию нейтронов $P = (J^+ / J - 1) / (J^+ / J + 1)$. Выясним, для каких структур и при каких условиях, кроме ПДБ-Н, выполняются соотношения

$$\Delta J = J_L - J_R = 0, \quad P_L = P_R = 0,$$
$$\Delta M = M_{\rightarrow} - M_{\leftarrow} = 0. \tag{10}$$

Для однослойной и двухслойной структуры без внешнего поля и с мнимой частью потенциала взаимодействия нейтронов с веществом для обеих структур (существует поглощение нейтронов) имеют место соотношения:

$$\Delta J = 0, \ \Delta T = 0 \text{ и } \Delta P = P_L - P_R > 0.$$
(11)

Следуя (7), это соответствует выполнению ПДБ-Н.

Для трёхслойной структуры или двухслойной структуры, помещённой в магнитное поле, ПДБ-Н выполняется при отсутствии поглощения нейтронов. При наличии же мнимой части потенциала, с внешним магнитным полем или без поля, ПДБ-Н не выполняются, так как имеют место следующие неравенства:

$$\Delta J \neq 0, \quad \Delta P \neq 0, \quad \Delta M \neq 0, \quad \Delta T \neq 0.$$
 (12)

Для двухслойной структуры в магнитном поле и с мнимой частью потенциала, для трёхслойной структуры с средним слоем, намагниченным по оси Z, и с мнимой частью потенциала и для трёхслойной структуры без мнимой части потенциала, крайний слой которой намагничен по оси Z, дополнительно к соотношениям (12) выполняются равенства

$$\Delta J = \Delta M = -\Delta T. \tag{13}$$

Таким образом, показано, что ПДБ-П выполняется только для однослойной структуры в магнитном поле или без него. ПДБ-Н нарушается для двухслойной структуры, помещённой в магнитное поле, и для трёхслойной структуры в магнитном поле или без него только при не равной нулю мнимой части потенциала взаимодействия нейтронов с веществом.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-00467а.

1. *Ignatovich V.K.* Time-odd correlations in neutron reflectometry experiments / V.K. Ignatovich, Yu.V. Nikitenko // ЖЭТФ. 2010. Т. 137, вып. 3.

2. Игнатович В.К. Прохождение поляризованных нейтронов через магнитные некомпланарные слоистые системы / В.К. Игнатович, Ю.В. Никитенко, А.А. Фраерман (Принято в ЖЭТФ).

Резонансные магнитооптические эффекты в ферромагнитных наноструктурах

В.В. Курин, И.В. Пименов

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: kurin@ipm.sci-nnov.ru

Предложена простая модель, допускающая аналитическое решение и описывающая усиления магнитооптических эффектов Керра и Фарадея в наноструктурированных ферромагнитных пленках за счет эффектов многократного рассеяния. Показано, что резонансные магнитооптические эффекты значительно усиливаются при частотах вблизи открытия дифракционных максимумов.

Магнитооптические эффекты, заключающиеся в изменении поляризации света при прохождении через ферромагнитный материал или при отражении от него, интенсивно изучаются на протяжении длительного времени и практически используются для магнитооптической записи информации [1].

Недавние эксперименты [2] по наблюдению эффекта Керра в упорядоченных наноструктурированных пленках кобальта, демонстрируют значительное усиление магнитооптического эффекта, по сравнению с гладкими пленками. Большая величина угла вращения плоскости поляризации, до 1 градуса, не может быть описана в рамках простой теории [3], эксплуатирующей идею усиления локального поля из-за индивидуальных резонансов наночастиц. По-видимому, аномально большой эффект Керра обусловлен эффектами многократного рассеяния, роль которых очень важна в системах с периодом порядка длины волны. Так, например, хорошо известен эффект усиления локального поля из-за коллективных эффектов рассеяния при частотах, при которых какой-либо дифракционный максимум становится скользящим и происходит перестройка дифрагированного поля от поля излучения к полю, прижатому к поверхности. Эксперименты [4] демонстрируют значительное повышение локального поля в решетке нанонеоднородностей. Теоретическое описание эффектов усиления локального поля из-за эффектов многократного рассеяния обычно требует численных расчетов [5], обобщение которых на случай гиротропных нанонеоднородностей затруднительно.

В данной работе мы предлагаем простую модель, допускающую аналитическое решение и дающую объяснение усиления магнитооптических эффектов из-за эффектов многократного рассеяния.

Рассмотрим задачу о взаимодействии плоской электромагнитной волны с одномерной решеткой тонких, по сравнению с длиной волны, ферромагнитных цилиндров, расположенных в точках (x = 0, y = jL) с образующими параллельными оси z. Вектор намагниченности **М** ферромагнетика будем считать направленным вдоль оси цилиндров. Угол между волновым вектором падающей

волны и направлением намагниченности обозначим θ , угол падения в плоскости *x*, *y* обозначим χ (см. рисунок).



Геометрия задачи

Рассмотрим некоторый *j*-й цилиндр и введем цилиндрическую систему координат (ρ_j, ϕ_j) связанную с этим цилиндром. Все компоненты электрического и магнитного поля могут быть выражены через E_z и H_z компоненты, которые внутри цилиндра записываются в виде

$$\begin{pmatrix} H_z \\ E_z \end{pmatrix} = e^{ik_z z} \sum_{m,j} i^m e^{im\phi_j} \times \\ \times \left\{ F_{j,m}^1 \begin{pmatrix} 1 \\ E_j \end{pmatrix} J_m \left(kq_1 \rho_j \right) + F_{j,m}^2 \begin{pmatrix} 1 \\ E_2 \end{pmatrix} J_m \left(kq_2 \rho_j \right) \right\},$$

где $J_{m}(kq_{1,2}\rho_{j})$ – функции Бесселя, $q_{1,2}$ – безразмерные поперечные компоненты волновых векторов, обыкновенной и необыкновенной волн в ферромагнетике, $(1, E_{1,2})$ – соответствующие собственные векторы.

Теперь запишем E_z и H_z снаружи цилиндров:

$$\begin{pmatrix} H_z \\ E_z \end{pmatrix} = e^{ik_z z} \sum_{m,j} i^m e^{im\phi_j} \times \\ \times \left\{ \begin{pmatrix} H_0 \\ E_0 \end{pmatrix} J_m \left(kq \rho_j \right) e^{-im\chi} + \begin{pmatrix} D_m^{j,H} \\ D_m^{j,E} \end{pmatrix} H_m^1 \left(kq \rho_j \right) \right\},$$

где $H_m^1(kq\rho_i)$ – функция Ханкеля первого рода, описывающая расходящуюся волну с поперечным волновым числом $q = k \sin \theta$.

Рассеянное поле в окрестности *j*-го цилиндра есть сумма полей, рассеянных каждым из цилиндров и падающей волны. С помощью теоремы сложения Графа для цилиндрических функций сдвинутого аргумента запишем разложения по цилиндрическим функциям для полей, рассеянных каждым из $i \neq j$ цилиндров в системе координат, связанной с *j*-м цилиндром. В результате из-за излучения цилиндров с номерами $i \neq j$ происходит перенормировка падающей волны на *j*-й цилиндр. Сшивая на поверхности тангенциальные *z*- и φ -компоненты внешних и внутренних полей, получим систему линейных уравнений для мультипольных коэффициентов $F_{j,m}^{1,2}$ и $D_{j,m}^{E,H}$, характеризующих поля снаружи и внутри цилиндров.

Рассматриваемый способ решения является векторным аналогом метода Корринги – Кона – Ростокера, впервые предложенного для скалярных квантовомеханических задач.

Полученная система по структуре идентична системе определяющей мультипольные коэффициенты при рассеянии волны на одиночном цилиндре. Единственное отличие – добавочный член, выражающий перенормировку падающий волны на *j*-й цилиндр.

Предполагая трансляционную симметрию задачи и проводя дискретное преобразование Фурье по номеру цилиндра *j*, сведем нашу систему уравнений к системе для фурье-компонент мультипольных коэффициентов.

Если предположить теперь, что радиус цилиндров *а* мал по сравнению с длиной оптической волны, так что *ka* <<1, то основной вклад будут давать дипольные компоненты и система превращается в неоднородную систему восьми уравнений для восьми неизвестных амплитуд $F_{\pm 1}^1, F_{\pm 1}^1$ и $D_{\pm 1}^{E,H}$. В качестве параметров в нее входят факторы перенормировки

$$G_{x,y} = 2\sum_{j>0} \left[H_0^1(qjL) \pm H_0^1(qjL) \right] \cos(qjL\sin\chi) \,.$$

Получившуюся систему можно решить по теории возмущений, используя малую величину гиротропии ферромагнетика. Характерная величина гиротропии типичного ферромагнетика Со $g \sim 10^{-2}$. Рассмотрим сначала случай нулевой гиротропии. Исключим из рассмотрения коэффициенты $F_{\pm1}^1$, $F_{\pm1}^1$ для полей внутри цилиндров и введем декартовы компоненты дипольных коэффициентов полей рассеяния по формулам $2iD_x^{E,H} = D_1^{E,H} - D_{-1}^{E,H}$ и $2D_y^{E,H} = D_1^{E,H} + D_{-1}^{E,H}$. Тогда система распадается на 2 неоднородные системы размерностью 2×2 для двухкомпонентных векторов (D_x^E, D_y^H) и (D_y^H, D_z^E).

Решая данные уравнения, получим, что дипольные коэффициенты $D_x^{\rm E,H}$ и $D_y^{\rm E,H}$ есть дробнорациональные функции частоты и факторов перенормировки $G_{x,y}$. Как действительная, так и мнимая часть факторов переномировки имеют корневые особенности в окрестности частот или углов падения, когда какой-либо дифракционный максимум становится скользящим и излучаемое поле превращается в поле неизлучающее, прижатое к решетке цилиндров. Вблизи дифракционного максимума $G_{x,y}$ определяются асимптотическими выражениями

$$G_{x,y} \sim \left(\left(qL \right)^2 - \left(2\pi n - qL \sin \chi \right)^2 \right)^{\mp 1/2}.$$

Фактор G_x обращается в бесконечность в окрестности частоты открытия дифракционного максимума, фактор G_y имеет только особенность производной. Абсолютные значения $D_x^{\rm E,H}$ и $D_y^{\rm E,H}$ как функции частоты имеют максимумы, лежащие левее особенности фактора G_x , при частотах, когда дифракционный канал еще закрыт. Величина данного дифракционного резонанса многократно превышает величину индивидуального плазменного резонанса.

Учет гиротропии приведет к тому, что система уравнений для $D_x^{\rm E,H}$ и $D_y^{\rm E,H}$, в дипольном приближении останется общей системой 4-го порядка. Из-за гиротропии дифракционные резонансы для $m = \pm 1$ дипольных коэффициентов будут сдвинуты по частоте в разные стороны относительно резонанса в случае g = 0.

Анализ дальнего поля осуществляется путем перехода от разложения по цилиндрическим функциям к представлению в виде разложения по пространственным гармоникам. Дальнее поле есть сумма право- и левовращающихся компонент, коэффициенты возбуждения которых в *n*-й дифракционный канал пропорциональны дипольным коэффициентам $D_{\pm 1}^{E,H}$. Сдвиг резонансов $D_{\pm 1}^{E,H}$ при наличии гиротропии приводит к аномально большой разности в коэффициентах возбуждения право- и левовращающихся компонент. Из-за этого как в отраженном, так и в прошедшем излучении будут наблюдаться резонансные эффекты вращения плоскости поляризации.

В докладе было продемонстрировано, что магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены в системе ферромагнитных нанонеоднородностей за счет коллективных эффектов многократного рассеяния. Мы ожидаем, что эффекты резонансного усиления магнитооптических эффектов могут быть использованы для новых устройств записи и обработки информации и для диагностики магнитного состояния в композитных ферромагнитных пленках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 09-02-01358-а, 09-02-00863-а.

1. *Мишин Д.* Магнитные материалы. М.: Высшая школа, 1991.

2. Gittis G., Papaioannou E., Patoka P., Gutek J., Fumagalli P., Giersig M. // Nano. Letters, 9, 1 (2009).

3. *Zharov A., Kurin V.* Giant resonant magneto-optic Kerr effect in nanostructured ferromagnetic metamaterials // J. Appl. Phys. 102, 123514 (2007).

4. Chu Y., Schonbrun E., Yang T., Crozier K. // J. Appl. Phys. Lett. 93, 181108 (2008).

5. Meier M., Wokaun A., Liao P.F. // J. Opt. Soc. Am. B, 2, 931 (1985).

Оптические и магнитные свойства тонкой пленки Со, нанесенной на поверхность коллоидного кристалла

М.В. Сапожников¹, С.А. Гусев¹, В.В. Рогов¹, О.Л. Ермолаева¹, М.Ю. Левичев¹, Б.Б. Троицкий², Л.В. Хохлова², Д.А. Смирнов²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, Нижний Новгород. e-mail: msap@ipm.sci-nnov.ru

Основная цель быстро развивающейся в настоящее время плазмоники – это исследование возможности управления оптическими эффектами на нано-метровом масштабе [1]. При этом всё больший интерес привлекают плазмонные системы с использованием магнитных материалов. Например, для них был предсказан эффект возрастания магнитооптического вращения [2, 3], опубликованы результаты экспериментов по исследованию прохождения света через наноперфорированные магнитные пленки [4] и измерению магнитооптических эффектов в магнитных периодических наноструктурах [5].

В нашей работе исследуются спектры отражения наноструктурированных пленок кобальта, нанесенных на поверхность коллоидного кристалла, в оптическом, ближнем УФ- и ИК-диапазоне. При этом в спектре отражения были обнаружены минимумы, положение которых зависит от периода структуры. Магнитооптические измерения, проведенные на фиксированной длине волны $\lambda = 632$ нм показали качественные изменения кривой намагничивания наноструктурированной пленки и повышение магнитооптического вращения в сравнении с контрольной плоской пленкой кобальта.

Исходные образцы коллоидного кристалла были получены методом безэмульгаторной эмульсионной полимеризации с персульфатом калия в качестве инициатора с последующим осаждением частиц ПММА на горизонтальную стеклянную поверхность при постепенном испарении растворителя. Морфология полученных коллоидных кристаллов исследовалась методами электронной и атомно-силовой микроскопии (рис. 1, *a*). Видно, что частицы упакованы в плотную гексагональную решетку. При этом основными дефектами являются отдельно лежащие на поверхности частицы, вакансии в верхнем слое и границы между кристаллитами с разной ориентацией осей.

Пленка кобальта напылялась на поверхность коллоидного кристалла. Так как толщина пленки (30 и 60 нм) значительно меньше диаметра частиц, она приобретает гофрированную в двух направлениях морфологию. Измерения оптических спектров проводились с использованием решеточного монохроматора, ксеноновой лампы высокого давления в качестве источника и приемника на основе кремневого фотодиода, работающего в диапазоне длин волн 200–1100 нм.

Характерный вид спектров зеркального отражения для 30-нм и 60-нм пленок кобальта, нанесенных на поверхность коллоидного кристалла, представлен на рис. 1, δ и в соответственно. Измерение спектров зеркального отражения проводилось отдельно для s- и p-поляризации ((ТЕ) и (ТМ) соответственно) в диапазоне углов падения от 20° до 60° (угол отсчитывается от нормали). При этом в спектре отражения 30-нм наноструктурированной пленки обнаружены два минимума, положение которых масштабируется с изменением периода структуры (рис. 2), в то время как спектр отражения контрольной пленки кобальта имеет монотонный характер.



Рис. 1. Изображение наноструктурированной пленки кобальта в электронном микроскопе (*a*), размер частиц образца – 290 нм, видны отдельно расположенные частицы ПММА на поверхности кристалла. Спектр зеркального отражения для наногофрированной пленки кобальта (период структуры – 290 нм) для *s*- и *p*-поляризации в зависимости от угла падения при толщине пленки 30 нм (*б*) и 60 нм (*в*).



Рис. 2. Зависимость положения минимумов в спектре отражения наноструктурированной пленки кобальта толщиной 30 нм от периода коллоидного кристалла *d*. Угол падения – 20°. Кружки и квадраты соответствуют *s*-поляризации, звезды и кресты – *p*-поляризации.

При этом положение длинноволнового минимума смещается при увеличении угла падения в область коротких длин волн одинаково для *s*- и *p*поляризации излучения, в то время как положение коротковолнового минимума не зависит от угла падения для *s*-поляризации и смещается в область более длинных волн для *p*-поляризации падающего излучения. Кроме того, при увеличении толщины наноструктурированной пленки до 60 нм длинноволновый минимум практически исчезает, а коротковолновый остается.

Очевидно, что эти минимумы обусловлены различными механизмами. Качественно подобный вид спектров может быть объяснен исходя из следующих представлений. Вид угловой зависимости длинноволнового минимума и масштабирование его положения при изменении периода структуры являются характерным проявлением возбуждения в структуре распространяющихся плазмонов, которые благодаря двумерной структурированности системы могут возбуждаться как *s*-, так и *p*поляризованным падающим излучением. Исчезновение этого минимума для 60 нм пленки говорит о том, что он связан с возбуждением плазмона на внутренней границе между металлом и диэлектриком.

Возникновение коротковолнового минимума в спектре отражения может, в свою очередь, быть объяснено возбуждением локализованных дипольных резонансов на дефектах структуры, предположительно на отдельно лежащих на поверхности кристалла частицах ПММА, покрытых полусферами кобальта. Действительно, благодаря цилиндрической симметрии дефекта он имеет две собственные моды дипольного резонанса, отличающиеся направлением поляризации – вдоль или поперек плоскости системы. В общем случае они имеют разные собственные частоты. Очевидно, s-поляризованная падающая волна будет возбуждать только продольный дипольный резонанс, независимо от угла падения. Напротив, р-поляризованное излучение будет возбуждать обе моды дипольных колебаний. При этом степень возбуждения продольного дипольного резонанса будет

уменьшаться с увеличением угла падения, а степень возбуждения поперечного резонанса возрастать. В том случае, если ширина резонансов больше, чем расстояние между ними, в спектре отражения мы будем наблюдать лишь один минимум, положение которого будет смещаться при изменении угла падения.



Рис. 3. Тонкая линия – зависимость продольного магнитооптического эффекта Керра на длине волны 632 нм от внешнего поля для наноструктурированной пленки Со (диаметр частиц ПММА – 290 нм). Толстая линия – та же зависимость измеренная для контрольной плоской пленки Со. A – МСМ-изображение образца при H = 0; микромагнитное состояние полусфер – магнитные вихри. B – МСМ-изображение образца при H = 800 Э, магнитные полусферы находятся в квазиоднодоменном состоянии. Соответствующие состояния указаны стрелками на кривой намагничивания.

Нами были также исследованы магнитные свойства полученных наноструктурированных пленок. Исследование петель намагничивания проводилось при помощи измерения продольного эффекта Керра (рис. 3) на фиксированной длине волны 632 нм. При этом было обнаружено, что форма петель гистерезиса для структур с периодом 250-400 нм аналогична форме петель гистерезиса для магнитных наночастиц с вихревым распределением намагниченности в основном состоянии [6]. Магнитосиловые измерения подтвердили предположение о том, что в нулевом магнитном поле магнитное состояние наноструктурированной пленки представляет собой решетку магнитных вихрей. Другим интересным фактом является увеличение магнитооптического вращения в наноструктурированных образцах по сравнению с плоской пленкой кобальта, полученной в том же технологическом процессе, на 20-60%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

1. Ozbay E. // Science. 2006. T. 331. C. 189.

2. Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K. // Phys. Rev. Lett. 2007. T. 98. C. 077401.

3. Zharov A.A., Kurin V.V. // J. Appl. Phys. 2007. T. 102. C. 123514.

4. Przybilla F., Degiron A., Laluet J.-Y., Genet C., Ebbesen T.W.J. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2006. T. 8. C. 458.

5. Liu Z., Shi L., Shi Z., Liu X.H., Zi J., Zhou S.M., Wei S.J., Li J., Zhang X., Xia Y.J. // Appl. Phys. Lett. 2009. T. 95. C. 032502.

6. Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E., Tricker D.M. // Phys. Rev. Lett. 1999. T. 83. C. 1042.

Исследование когерентных и неравновесных эффектов в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик

В.В. Рязанов¹, В.С. Столяров¹, Т. Крен², Д. Родичев², Т.Е. Голикова¹, В.А. Обознов¹, С.В. Егоров¹

¹ Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка, Московская область.

Institute des Nanosciences de Paris, Universite' Pierre et Marie Curie-Paris and CNRS-UMR 7588, 4 place Jussieu, 75252 Paris, France.

e-mail: ryazanov@issp.ac.ru

В ряде недавних исследований [1-5], представленных частично на прошлых симпозиумах "Нанофизика и наноэлектроника" [6, 7], обсуждаются явления, связанные с проникновением сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнетик на границе раздела сверхпроводник ферромагнетик (SF-границе). Взаимодействие куперовских пар с обменным полем приводит к пространственным осцилляциям наведенного сверхпроволяшего параметра порядка в ферромагнетике, обусловливающего возвратное поведение критической температуры SF-бислоев [1, 7] и инверсию разности фаз в джозефсоновских (SFS) π-контактах [1, 2, 6]. Еще одним новым явлением, предсказанным в 2000 г. [3] и обнаруженным в 2001 г. [4], является инверсия плотности состояний (DOS) в SF-бислое при увеличении толщины ферромагнетика. Попытки воспроизвести результат [4] более современными методами с помощью сканирующего туннельного микроскопа STM фактически до сих пор заканчивались неудачей [5], главным образом в связи с окислением («зарастанием») исследуемой поверхности. В настоящем докладе мы сообщаем о разработанной нами технологии подготовки образцов для STMисследований SF-структур и наблюдении немонотонного поведения DOS при изменении толщины F-слоя и температуры. Кроме того, мы сообщаем об успешном изготовлении ряда планарных субмикронных SF-структур для исследования когерентных и неравновесных эффектов.

В качестве сверхпроводящего и магнитного материалов SF-бислоев, использованных в качестве образцов для STM-спектроскопии, применяялись, соответственно, Nb и слабоферромагнитный сплав Cu_{0.47}Ni_{0.53}. Исходно двуслойные пленки осаждались в едином вакуумном цикле на кремниевые подложки с помощью ВЧ-диодного ионноплазменного распыления (нижний CuNi-слой с толщиной 7 нм) и магнетронного ионноплазменного распыления в разряде постоянного тока (верхний Nb-слой с толщиной 100 нм). Перед загрузкой образца в камеру STM-спектрометра к поверхности бислоя проводящим эпоксидным клеем приклеивался столик держателя образца. После загрузки в высоком вакууме (10⁻¹⁰ мБар) производился отрыв SF-бислоя от подложки. Таким образом, STM-исследования производились на свежей чистой поверхности тонкого слабого ферромагнетика, находящегося в контакте с массивным сверхпроводником. Шероховатости поверхности CuNi-слоя составляли несколько ангстрем. При этом, CuNi-слой имел плавные изменения толщины на поверхности образца с характерным масштабом 1-2 нм, измеренные с помощью АFМ-зонда. Поскольку средняя толщина F-слоя была близка к критической толщине 0-п-перехода [8], можно было, изменяя положение нормального STM-зонда на образце и температуру, измерять DOS как для 0-, так и для π-состояния. Немонотонная зависимость сверхпроводящей щели от температуры для SF-бислоя, извлеченная из STMспектров, очень напоминала зависимость критического тока от температуры, $I_{c}(T)$, полученную для SFS-переходов, приготовленных из тех же материалов [8]. "Перевернутая" зависимость плотности состояний от напряжения, предсказанная в [3] и обнаруженная в [4], наблюдалось только в узкой температурной области вблизи 0-π-перехода.

Кроме того, в настоящем докладе обсуждаются первые результаты, полученные на тонкопленочных структурах с субмикронными планарными джозефсоновскими SFS- и SNS-переходами. На рис. 1 показана микрофотография S-N/F-Sперехода Al-Cu/Fe-Al с двуслойным планарным F/N-барьером, преимущества которого обсуждаются в теоретической работе [9]. Использование FN-слабой связи позволяет эффективно уменьшить действие обменного поля на куперовские пары и реализовать планарные джозефсоновские SFS-переходы, ранее изготавливаемые только в виде сэндвичей с тонкой (менее 10 нм) ферромагнитной прослойкой. Как можно видеть на рис. 2, ферромагнитный слой частично шунтирован нормальным немагнитным каналом, поэтому куперовские пары проводят некоторое время в N-слое, что увеличивает их время жизни и позволяет увеличить длину слабой связи до 100 нм.

Другой интересной тонкопленочной системой, позволяющей детектировать долю неравновесных надщелевых квазичастиц, проникающих в сверх-проводник на длину квазичастичного разбаланса (λ_Q), является структура, представленная на рис. 3. Ранее подобная система в виде многослойного сэндвича была реализована и исследована в [10]. Квазичастицы инжектируются из медного или кобальтого инжектора в сверхпроводящий алюминий и достигают частично джозефсоновского SNS-перехода, превращаясь частично в куперовские пары.



Рис. 1. Микрофотография джозефсоновского S-N/F-S перехода Al-Cu/Fe-Al, другая проекция которого схематически показана на рис. 2.



Рис. 2. Фронтальное сечение джозефсоновского S-N/F-S перехода Al-Cu/Fe-Al (схематически). Толщины слоев: Al – 100 нм, Cu – 20 нм, Fe – 20 нм.



Рис. 3. Микрофотография устройства для исследования конверсии неравновесных квазичастиц в пары. *1* – инжектор квазичастиц; *2*, *5* – токовые вводы; *3*, *4* – потенциометрические выводы SNS-перехода.

Цепь тока инжекции замыкается через контакты 1–2, поэтому доля тока, конверсировавшая в пары, уходит в алюминиевый контакт 2, оставшиеся квазичастицы проходят через SNS-переход Al-Cu-Al, конверсируют в правом алюминиевом береге и возвращаются к выводу 2 в виде сверхпроводящего тока. Полный ток через переход Al-Cu-Al равен нулю, тем не менее, при достижении сверхтоком через переход критического значения на переходе появляется напряжение, фиксируемое контактами 3, 4. Сравнение полного "критического" тока инжекции с обычным критическим током, измеряемым на SNS-переходе при заведении тока через контакты 2–5, позволяет определить долю конверсии квазичастиц. Кобальтовый инжектор используется для инжекции спин-поляризованных квазичастиц в сверхпроводник и исследования влияния спиновой поляризации на процессы конверсии квазичастиц в куперовские пары.

1. *Buzdin, A.I.* Proximity effects in superconductorferromagnet heterostructures // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 935–976.

2. *Ryazanov, V.V.* Coupling of two superconductors through a ferromagnet: evidence of a pi-junction / V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov, A.V. Veretennikov, A.A. Golubov, and J. Aarts // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 2427–2430.

3. *Buzdin, A.* Density of states oscillations in a ferromagnetic metal in contact with a superconductor // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 11377–11379.

4. *Kontos, T.* Inhomogeneous Superconductivity Induced in a Ferromagnet by Proximity Effect / T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Grison // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. C. 304–307.

5. *Crétinon, L.* Scanning tunneling spectroscopy of the superconducting proximity effect in a diluted ferromagnetic alloy / L. Crétinon, A.K. Gupta, H. Sellier, F. Lefloch, M. Fauré, A. Buzdin , H. Courtois // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 024511-1–024511-6.

6. Рязанов, В.В. Инверсия фазы в структурах сверхпроводник – ферромагнетик – сверхпроводник. Джозефсоновские рі-контакты / В.В. Рязанов, В.А. Обознов, В.В. Больгинов, А.К. Феофанов // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород. 2005. Т. 1. С. 56–59.

7. Сидоренко, А.С. Двойное подавление сверхпроводимости в бислоях Nb/CuNi / А.С. Сидоренко, В.И. Здравков, Ј. Kehrle, R. Morari, G. Obermeier, S. Gsell, M. Schreck, C. Müller, S. Horn, В.В. Рязанов, Л.Р. Тагиров, R. Tidecks // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», Нижний Новгород. 2009. Т. 1. С. 122.

8. *Oboznov, V.A.* Thickness dependence of the Josephson ground states of superconductor-ferromagnet-superconductor junctions / V.A. Oboznov, V.V. Bol'ginov, A.K. Feofanov, V.V. Ryazanov, A.I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 197003-1–197003-4.

9. Карминская, Т.Ю. Эффективное уменьшение обменной энергии в S-(FN)-S джозефсоновских структурах / Т.Ю. Карминская, М.Ю. Куприянов // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85, вып. 6. С. 343–348.

10. Kaplunenko, V.K. Josephson effect in SNS junctions produced by a nonequilibrium state of the superconducting electrode / V.K. Kaplunenko, V.V. Ryazanov // Phys. Lett. A. 1985. V. 110. P. 145–147.
Triplet contribution to the Josephson current in the nonequilibrium superconductor/ferromagnet/superconductor junction

I.V. Bobkova, A.M. Bobkov

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka. e-mail: bobkova@issp.ac.ru

New states have been predicted and observed in Josephson weak links in the last years. One of them is the famous LOFF-state, which is qualitatively different from the ordinary zero - momentum superconducting state: as a response to the energy difference between the two spin directions Cooper pair acquires the total non-zero momentum inside the ferromagnet. This results in the spatial oscillations of the condensate wave function $\Psi(x)$ in the ferromagnet along the direction normal to the SF interface. For the singlet Cooper pair $\Psi_{c}(x) \propto \cos(2Qx)$, where Q is proportional to the exchange field h of the ferromagnet. The same picture is also valid in the diffusive limit. The only thing we need to add is an extra decay of the condensate wave function due to scattering. In the regime $h > \Delta$, where Δ is a superconducting order parameter (OP) in the leads, the decay length is equal to the magnetic coherence length $\xi_F = \sqrt{D/h}$, while the oscillation period is given by $2\pi\xi_{F}$. Here D is the diffusion constant in the ferromagnet. Because of the oscillations the condensate wave function contains nodes where the phase changes by π . So, different signs of the OP can occur in the leads, what results in a negative Josephson current response upon a small increase of the phase. This is the so-called π -state.

However, manipulating by the phase difference χ between the OP's in the superconducting leads is not the only way to realize the π -state. The net supercurrent that flows between the two superconductors depends not only on the actual phase difference χ between the leads, but also on the occupation of the electron current-carrying states in the weak link. In the diffusive limit the energy spectrum of the superconducting correlations is expressed in a so-called supercurrent-carrying density of states (SCDOS). This quantity represents the density of states weighted by a factor proportional to the current that each state carries in a certain direction. Positive and negative parts of SCDOS give energy-dependent contributions to the supercurrent in the positive and negative direction. The size and direction of the total supercurrent depends therefore on the occupied fraction of these states, which is analogous to the occupation of the discrete Andreev bound states in a ballistic system. That is one can obtain negative Josephson current response to small phase differences and, hence, switch the system into π -state by creating an appropriate nonequilibrium quasiparticle distribution in the weak link region. This effect was predicted theoretically [1, 2] and observed experimentally [3] for a diffusive SNS junction.

In this report we discuss the effect of the nonequilibrium occupation of the current-carrying states on the Josephson current in SFS junction in the parameter range $\Delta < h < \varepsilon_F$, where ε_F is the Fermi energy of the ferromagnet. This regime is relevant to weak ferromagnetic alloys, which were used for the experimental realization of magnetic π -junctions. It is found that a spin-independent nonequilibrium distribution of quasiparticles in the ferromagnet practically does not affect the Josephson current, that is the described above mechanism of the critical current reversal by the non-equilibrium redistribution of supercurrent-carrying states population is irrelevant in this case. However, the considered system exhibits novel interesting physics upon creating spin-dependent nonequilibrium quasiparticle distribution in the weak link.

It is well known that the presence of an exchange field leads to the formation of the triplet component of the condensate wave function in the interlayer. In the case of a homogeneous exchange field, which is considered here, only the component with zero spin projection on the field direction $S_z = 0$ is induced. Combining the two pairs with the total momenta 2Qand -2Q into the triplet combination we see that the in-plane ($S_z = 0$) triplet condensate wave function component $\Psi_t(x) \propto \sin(2Qx)$, that is oscillates in space with the same period as the singlet one, but is shifted by $\pi/2$ with respect to it.

The proximity-induced triplet component of the condensate function is an odd-frequency quantity. Consequently, SCDOS generated by the in-plane triplet component is even function of quasiparticle energy. The supercurrent can be expressed via the current-carrying density as

$$j \propto \int d\varepsilon N_j(\varepsilon) \varphi(\varepsilon)$$
, (1)

where ε stands for the quasiparticle energy, N_j denotes SCDOS and $\varphi(\varepsilon)$ is the distribution function. Since $\varphi(\varepsilon) = \tanh \varepsilon/2T$ in equilibrium, it is easily seen that in-plane triplet component does not contribute to the supercurrent in this case. It is shown below that if the distribution function becomes nonequilibrium and spin-dependent, the supercurrent carried by the triplet component in the ferromagnet is non-zero. The magnitude of j_{tr} can be of the same order or even larger than j_s . Due to the fact that the singlet and triplet components have the same oscillation period but shifted in phase by $\pi/2$, j_{tr} can increase the usual supercurrent, carried by the singlet component, or weaken it, or even reverse the sign of the total supercurrent, thus switching between 0 and π -state.

For a quantitative analysis we use the formalism of quasiclassical Green-Keldysh functions in the diffusive limit. The retarded, advanced Green's functions and distribution function are obtained by solving the Usadel equations [4] supplemented by the appropriate boundary conditions at SF interfaces [5]. We assume the junction to be long, that is the length of the interlayer $d \gg \xi_F$. This condition allows us to find the solution analytically even for an arbitrary SF interface transparency and low temperature, that is in the parameter region, where the equations cannot be linearized with respect to the anomalous Green's function. We start from the completely incoherent junction (that is consider the left and right SF interfaces separately) and then calculate the corrections up to the first order of the small parameter e^{-d/ξ_F} to the Green's and distribution function.

The nonequilibrium distribution function in the interlayer is supposed to be created by applying a voltage along the y direction between two additional electrodes N_b and N_t , which are attached to the central part of the interlayer. It is assumed that the conductances of N_b F and N_t F interfaces are spin-dependent and equal to $g_{b\sigma}$ and $g_{t\sigma}$, respectively. The voltage $V_{t\sigma}(V_{b\sigma})$ between the superconducting leads and N_t (N_b) electrode can also be spin-dependent. It can be realized, for example, by taking the electrodes N_b and N_t to be ferromagnetic and passing the dissipative current between them.

In the limit of low temperatures $T \ll |eV_{t,b}|$ and for $|eV_{t,b}| < \Delta$ (the last condition allows us to avoid flowing of the dissipative current from the additional electrodes to the superconducting leads) we obtain for the Josephson current the following result

$$j = \frac{R_F \xi_F \sin \chi}{4e R_g^2 d} \Delta e^{-d/\xi_F} \left[\sqrt{2}\pi \cos\left(\frac{d}{\xi_F} + \frac{\pi}{4}\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \log\left|\frac{\Delta + eV_{b\uparrow}}{\Delta - eV_{b\uparrow}}\right| \sin\left(\frac{d}{\xi_F} + \frac{\pi}{4}\right) \right].$$
(2)

The first term in Eq. (2) represents the part of the supercurrent carried by the singlet component of SCDOS. Under the conditions $T \ll |eV_{t,b}|$ and $|eV_{t,b}| < \Delta$ it is not affected by the fact that the distribution function is nonequilibrium. The reason is that for a long junction and $h \gg \Delta$ the singlet part of SCDOS is concentrated in the narrow energy intervals around $\varepsilon = \pm \Delta$, where the distribution function does not differ from the equilibrium value. The second term j_{tr} is caused by the triplet component and does not contribute to supercurrent in equilibrium.

The Josephson current for arbitrary transparency of SF interfaces is plotted in Fig. 1. Panel (a) shows the current for low enough dimensionless conductance of SF interface $\tilde{g} = 0.1$, while panel (b) represents the case of highly transparent interface $\tilde{g} = 3$. Different curves correspond to different lengths *d*. It is seen that the discussed above tunnel limit qualitatively captures the essential physics. In dependence



Fig. 1. The critical Josephson current as a function of $eV_{b\uparrow}/\Delta$. The different curves correspond to different lengths d of the junction, which are measured in units of ξ_F .

While we have calculated the Josephson current for arbitrary SF interface transparency (the corresponding results are presented in Fig. 1), we concentrate on the discussion of the tunnel limit $\tilde{g} \equiv R_F \xi_F / R_g d \ll 1$, where transparent analytical results can be obtained. Here R_F is the resistance of the ferromagnetic region and R_g stands for the resistance of each SF interface. For the analytical analysis we choose the most simple form for the distribution function by setting $g_{1\sigma} = 0$ and $V_{b\downarrow} = 0$. Then in the zero order of the parameter e^{-d/ξ_F} $\varphi_{\uparrow}^{(0)} = \tanh[(\varepsilon - eV_{b\uparrow})/2T]$, while $\varphi_{\downarrow}^{(0)} = \tanh[\varepsilon/2T]$. on $V_{b\uparrow}$ the current can be enhanced or reduced with respect to its value at $V_{b\uparrow} = 0$. If the length of the equilibrium junction is not far from the 0- π transition, then small enough voltage can switch between the states.

1. Volkov A.F. // Phys. Rev. Lett. 74, 4730 (1995).

2. Wilhelm F.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 81, 1682 (1998).

3. Baselmanset J.J.A. et al. // Nature (London) **397**, 43 (1999).

4. Usadel K.D. // Phys. Rev. Lett. 25, 507 (1970).

5. Kupriyanov M.Yu. and Lukichev V.F. // Sov. Phys. JETP, **67**, 1163 (1988).

Джозефсоновский ток и *π*-состояние в ферромагнитном слое со сверхпроводящими наночастицами

А.В. Самохвалов¹, А.И. Буздин²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, CNRS, CPMOH, F-33405 Talence, France.

e-mail: samokh@ipm.sci-nnov.ru

Конкуренция ферромагнитного (F) и сверхпроводящего (S) типов упорядочения в гибридных системах ферромагнетик-сверхпроводник (F/S) с эффектом близости служит, как известно, причиной сильного подавления сверхпроводящего параметра порядка ψ и возникновения знакопеременных осцилляций ψ в *F*-слое (см., например, обзор [1]). Следствием подобного взаимодействия являются немонотонная зависимость критической температуры T_c слоистой F/S-структуры от толщины ферромагнетика и возможность реализации π-фазной сверхпроводимости. В докладе теоретически изучены особенности эффекта близости в гибридной системе, состоящей из F/S-бислоя с частицей сверхпроводника у поверхности F-слоя (см. рис. 1). Выполнены расчеты джозефсоновского тока и определены условия реализации лсостояния, когда устанавливается разность фаз равная л между сверхпроводящими параметрами порядка частицы и сверхпроводящего слоя. Наш анализ показывает, что переход между 0- и лсостояниями является универсальным, а температура перехода T_{π} зависит как от радиуса частицы R_s , так и от толщины слоя ферромагнетика d. Вблизи критического расстояния 0-*п*-переход сопровождается немонотонной зависимостью критического тока от температуры.



Рис. 1. Схематическое изображение гибридной системы, состоящей из F/S-бислоя со сверхпроводящей сферической частицей радиуса R_s у поверхности.

Будем считать, что для образующих *F/S* гибридную структуру материалов выполнены условия диффузионного режима ("грязный" предел), когда длина свободного пробега в металлах мала и индуцируемую в *F*-слое сверхпроводимость можно описать квазиклассическими уравнениями Узаделя [2]

 $-\Delta\Theta/2 + (\omega + i)\sin\Theta + (1/\tau_s)\sin\Theta\cos\Theta = 0$, (1) используя обычную параметризацию нормальной ($G_f = \cos\Theta$) и аномальной ($F_f = \sin\Theta$) функций Грина и безразмерные координаты r/ξ_f . Масштаб $\xi_f = \sqrt{D_f/h}$ определяется коэффициентом диффузии D_f и величиной обменной энергии h ферромагнетика, $\omega = \pi T_c (2n+1)/h > 0$ – мацубаровские частоты, τ_s / h определяет типичное время магнитного рассеяния, T_c – критическая температура массивного сверхпроводника ($h, h/\tau_s >> T_c$). Мы ограничимся случаем F/S-бислоя с прозрачной границей, полагая в то же время существование барьера между сверхпроводящей частицей и ферромагнетиком. Аналитическое решение уравнения (1) легко получить, если толщина F-слоя превышает характерный масштаб затухания волновой функции в ферромагнетике [1]. В этом случае аномальная функция Грина может быть записана в виде суперпозиции двух затухающих функций, описывающих распределение сверхпроводящего параметра порядка, индуцируемого независимо частицей и S-слоем [3, 4]. С учетом разности фаз ф между параметрами порядка двух сверхпроводников имеем:

$$F_{f} = \frac{4F_{n}e^{q(z-d)-i\varphi/2}}{\sqrt{(1-p^{2})F_{n}^{2}+1}+1} + \frac{G_{n}R_{s}e^{-q(r-R_{s})+i\varphi/2}}{r[1+\gamma\xi_{n}(q+1/R_{s})]}, \quad (2)$$

где $F_n = \Delta/(\omega + \sqrt{\omega^2 + \Delta^2})$, $G_n = \Delta/\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$, $p^2 = 1/(1 + i\tau_s)$, $q^2 = 2/p^2\tau_s$, а величина $\gamma = R_B\sigma_n/\xi_n >> 1$ определяет прозрачность границы частица–ферромагнетик и выражается через сопротивление этой границы R_B , удельную проводимость *F*-слоя σ_n и длину когерентности в нормальном металле $\xi_n = \sqrt{D_f/2\pi T_c}$.

Используя общее выражение для плотности сверхтока в ферромагнетике

$$\mathbf{j}_{s} = \frac{i\pi T\sigma_{n}}{4e} \sum_{\omega} \left(\tilde{F}_{f} \nabla F_{f} - F_{f} \nabla \tilde{F}_{f} \right), \qquad (3)$$

где $\tilde{F}_f(r, \omega) = F^*(r, -\omega)$, можно получить следующее выражение для величины сверхтока I_s через поверхность Γ , равноудаленную от частицы и *F-S*-границы бислоя (см. рис. 1):

$$I_{s} = I_{c} \sin \varphi, \quad I_{c} = \frac{64\pi^{2}T_{c}\sigma_{n}\xi_{f}}{e}J_{0}(T, d, R_{s}), \quad (4)$$
$$J_{0} = \frac{T}{T_{c}}D^{3/2}R_{s}\operatorname{Re}\left\{\frac{qe^{-q(d-R_{s})}}{1+\gamma\xi_{n}(q+1/R_{s})}\int_{0}^{D}du\frac{\exp(-2qu)}{u+D}\times\right.$$
$$\times \sum_{n=0}^{\infty}\frac{G_{n}F_{n}}{\sqrt{(1-p^{2})F_{n}^{2}+1}+1}\right\}.$$

Величины d, R_s, ξ_n в выражении (4) нормированы на длину ξ_f , а $D = (R_s + d)/2$.

На рис. 2 приведены зависимости критического тока I_c (4) от расстояния $a = d - R_s$ между частицей и S-слоем для нескольких значений радиуса частицы R_s . Приведенные зависимости $I_c(a)$ демонстрируют переход структуры при $a > a_0$ в π -состояние, для которого характерно наличие разности фаз $\varphi = \pi$ между параметрами порядка частицы и S-слоя. Легко видеть, что с увеличением R_s положение a_0 , соответствующее первому нулю критического тока I_c , лишь незначительно смещается в область меньших значений a.



Рис. 2. Зависимость критического тока I_c от расстояния $a = d - R_s$ между частицей и S-слоем. Цифры у кривых обозначают радиус частицы в единицах ξ_f : $(T = 0.7T_c; h/2\pi T_c = 100; \tau_s h = 100; \gamma = 100).$

На рис. З приведены температурные зависимости критического тока I_c (4) для фиксированной толщины *F*-слоя *d* (рис. 3, *a*) и для фиксированного значения расстояния *a* (рис. 3, *б*) при нескольких значениях радиуса частицы R_s в окрестности перехода в *π*-состояние ($a \approx a_0$). Немонотонная зависимость $I_c(T)$ свидетельствует о наличии 0-*π*-перехода при изменении температуры рассматриваемой гибридной структуры. Отметим, что температура, соответствующая 0-*π*переходу, в обоих случаях крайне чувствительна к изменению радиуса частицы R_s .

Таким образом, переход между 0- и π состояниями является универсальным, а температура такого перехода сильно зависит от радиуса частицы R_s . При наличии нескольких сверхпроводящих частиц, внедренных в слой ферромагнетика π -состояние может устанавливаться как между частицей и слоем сверхпроводника, так и между соседними частицами. При заданной температуре это должно соответствовать формированию в такой композитной гибридной структуре распределенной системы 0- π -переходов и появлению спонтанных сверхтоков [5, 6]. Наблюдение подобных эффектов будет, однако, затруднено из-за сильного влияния тепловых флуктуаций. Для типичных параметров, характерных для гибридной системы Nb/CuNi ($T_c = 9 \text{ K}$, $\xi_f \approx 2 \text{ нм}$, $\rho_n = 1/\sigma_n \approx 60 \mu\Omega \text{ см}$ [7]), из выражения [4] легко получить следующую оценку джозефсоновской энергии $E_J = \phi_0 I_c / 2\pi c$: $E_J / T_c \sim 5 \cdot 10^3 J_0 < 1$, т. е. динамика такой системы будет определяться главным образом механизмами диффузии сверхпроводящей фазы, вызванной большими тепловыми флуктуациями [8].



Рис. 3. Зависимость критического тока I_c от температуры T/T_c при фиксированной толщине *F*-слоя $d = 3.38 \xi_f(a)$ и при фиксированном расстоянии между частицей и *S*-слоем $a = 2.38 \xi_f(b)$. Цифры у кривых обозначают радиус частицы в единицах ξ_f : $(h/2\pi T_c = 100; \tau_s h = 100; \gamma = 100)$.

Работа частично поддержана РФФИ, программой РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).

2. Usadel K.D. // Phys. Rev. Lett. 25, 507 (1970).

3. Faure M. et al. // Phys. Rev. B. 73, 064505 (2006).

4. Vasenko A.S. et al. // Phys. Rev. B. 77, 134507 (2008).

5. Булаевский Л.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. **25**, 314 (1977).

6. Frolov S.M. et al. // Nat. Phys. 4, 32 (2008).

7. Oboznov V.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 96, 197003 (2006).

8. *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.

On the possibility of a long range proximity effect in a ferromagnetic nanoparticle

M.A. Silaev

Institute for Physics of Microstructures, RAS, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105. e-mail: msilaev@ipm.sci-nnov.ru

Proximity effect in hybrid ferromagnetic/superconducting (FS) structures reveals a reach physics originating from the interplay between magnetic and superconducting types of ordering (see Ref. [1] for review). Despite the short coherence length in the ferromagnetic region there is a possibility of a long range proximity effect in FS structures with inhomogeneous magnetic structure. Recently the Andreev interferometer geometry was used to measure the phase sensitive conductance modulation in the FS system with helical magnetic structure [2]. Theoretically it was shown that a superconducting correlation function contains components which survive at the distances of order of the normal metal correlation length from the superconducting boundary. These long range superconducting components have nontrivial structure in spin space. Conversely to the ordinary Cooper pairs which have a singlet spin structure they have a triplet spin structure which corresponds to correlations between electrons with the same spin projections. Therefore the long range superconducting components in FS systems are usually called the longrange triplet components (LRTC) [3].

The present paper is devoted to a possibility of controllable switching between long and short range proximity effects by employing the peculiar properties of ferromagnetic nanoparticles. In some sense the magnetization of a nanoparticle is simpler than the domain structure of macroscopic ferromagnets, therefore, theoretical findings could be proved by experiements with nanoparticles.

It is now well-understood that a magnetization distribution in a single particle is determined by the competition between the magnetostatic and exchange energies. If a particle is small, it is uniformly magnetized and if its size is large enough a non-uniform (vortex) magnetization is more energy preferable. Besides the geometrical form and size, the state of the particle depends on many other factors. For example, if the ferromagnetic particle is initially in the vortex state then by applying a homogeneous in-plane magnetic field one can shift the center of a magnetic vortex towards the particle edges [4].

In practice superconducting correlations in a ferromagnetic nanoparticle can be induced in planar geometry by lateral superconducting junctions connected to the particle. Obviously if the particle is homogenously magnetized then no long range correlations are induced and the proximity effect is short range. If the particle is in vortex state the situation is not so obvious and the special investigation is needed.

We have investigated the proximity effect in theferromagnetic nanoparticle with nonhomogeneous vortex magnetization distribution. We have derived a general solution both for the short range components and the long range triplet components of the anomalous function. Quite generally it is shown that the long range proximity effect can be realized if the axial symmetry of the magnetization distribution is broken either due to the shifting of magnetic vortex with respect to the particle center or due to the angular anisotropy of the particle shape, which can be, for example, elliptical in real experiments.



Fig. 1. Sketch of the system considered: (*a*) ferromagnetic nanoparticle with vortex magnetization and attached superconducting electrode; (*b*) magnetic vortex at the center of the circular particle and the polar coordinate system;. (*c*) shifted magnetic vortex and the polar coordinate system with the origin at the vortex center.

Also we have considered the superconducting phase-periodic oscillations of the particle conductance in Andreev interferometer geometry, which has been used recently to study the proximity effect in a conicalferromagnet [2]. In general the tunneling conductance is proportional to the local density of states and consists of two parts: $G = G_1 + \delta G \cos \varphi$, where φ is the phase difference between superconducting electrodes (see the inset in Fig. 2). In Fig. 2 we show the dependence of the amplitude of conductance modulation δG on the distance of the magnetic vortex center from the center of the ferromagnetic particle. Different curves in this plot correspond to the different directions of vortex shifting vector \boldsymbol{a} (see the sketch of the system considered on the insert in Fig. 2). We normalize the conductance to the value $G_0 = G_n \left(\xi_E / R_s \sigma_E \right)^2$, where R_s is the resistance per unit area of FS surface and σ_F is the conductivity of ferromagnetic region. To have a better effect in experiment one should try to increase the ratio $(\xi_F/R_s\sigma_F)$. For example this can be obtained by using not very strong ferromagnetic material with relatively large ξ_F e.g., Cu-Ni alloys, characterized by rather large coherence lengths: $\xi_F \sim 10$ nm. However the magnetic vortex has been observed in rather strong ferromagnets such as Co or Pe with $\xi_F \sim 1$ nm. On the other hand, one can try to improve the properties of the superconducting contacts, i.e. to use the contacts with low interface resistance R_s.



Fig. 2. A superconducting phase sensitive correction to the local conductance as a function of the magnetic vortex displacement with respect to the center of a circular ferromagnetic particle (see the insert). Different curves correspond to the angle χ values (from bottom to top): $\chi = 0$, $2\pi/10$, $3\pi/10$, $4\pi/10$, $\pi/2$.

Analyzing Fig. 2 one can see that the strongest effect is achieved by shifting the vortex symmetrically with respect to the superconducting contacts $\chi = 0$. On the contrary, the effect of conductance modulation is very small in case of the vortex shifting along the line between two superconducting leads ($\chi = \pi/2$, top curve). In this case the LRTC are weak due to the

symmetry of the magnetization distribution. Furthermore, in Fig. 2 all the curves, except for the top one which corresponds to $\chi = \pi/2$, demonstrate strong asymmetry with respect to the sign of the vortex displacement $\delta G(a) \neq \delta G(-a)$. Such asymmetry is caused by the system geometry, since we consider a conductance of only one point junction. As one can see if the magnetic vortex shifts towards the normal contact (positive a in Fig. 2) the conductance modulation appears to be very small compared to the case when the magnetic vortex shifts in the opposite direction (negative a in Fig. 2).

The shift of the magnetic vortex is unambiguously determined by the magnetic field H: $a = \chi_p (z_0 \times H) / M_0$, where χ_p is a linear magnetic susceptibility and M_0 magnetization. Therefore the asymmetry $\delta G(a) \neq \delta G(-a)$ will be revealed in the conductance dependence on the external magnetic field: $\delta G(H) \neq \delta G(-H)$. But in reality one always has two contacts and the total conductance correction is a sum of the contributions from each contact. Thus the resulting behaviour of the conductance should depend on the position of the points where superconducting and normal contacts are connected to the ferromagnetic particle. In particular, if the system geometry is symmetric with respect to the spatial inversion the conductance correction will not depend on the sign of vortex shifting a as well as on the sign of the magnetic field H.

This report is based on the work [5].

1. Buzdin A.I. // Rev. Mod. Phys. 77, 935 (2005).

2. Bergeret F.S., Volkov A.V., Efetov K.V. // Rev. Mod. Phys. 77, 1321 (2005).

3. Sosnin I., Cho H., Petrashov V.T., and Volkov A.F. // Phys. Rev. Lett. **96**, 157002 (2006).

4. Guslienko K.Y. and Metlov K.L. // Phys. Rev. B. 63, 100403(R) (2001).

5. Silaev M.A. // Phys. Rev. B. 79, 184505 (2009).

A novel route towards electrical connection of molecular nano-devices: manipulation and multiple STM tip based transport measurements on Au island on MoS₂

J. Koeble¹, M. Oertel¹, M. Maier¹, N. Chandarsekhar², Ch. Joachim³

¹ Omicron NanoTechnology GmbH, Germany.

² Institute of Materials Research and Engineering (IMRE), Singapore.

³ Nanosciences group, CEMES-CNRS, France.

e-mail: m.maier@omicron.de

A major challenge in Nanotechnology is the incorporation of single nano-devices into larger integrated circuits. Although work on individual (and non-integrated) nano-structures such as molecules is intense [1], the question of their electrical connection with more than two probes (such as conventional SPM experiments) remains an open question. Established nano-lithography techniques such as EBL and FIB seem to not satisfy requirements for ultra clean and defined contact structures at the atomic scale [2].

Traditional instrumentation for analysis is fundamentally limited: How to cover the dimensional range of an integrated circuit (mm) down to the atomic scale of a single molecule device and at the same time to have an adequate integrated navigation system? To meet these requirements, we have established and being advancing a new approach integrating SPM technology with high resolution electron microscopy: (1) Bridging dimensions by combined SEM (down to below 3 nm resolution) and STM operation at the atomic scale; (2) Rapid SEM navigation of four local STM probes; (3) Individual probe fine positioning by high resolution STM imaging; (4) STM based probe approach for "soft-landing" of sharp and fragile probes and controlled electrical contact for transport measurements.

To open a route for fundamental evaluation of the potential of single molecule devices, this instrumental technology is employed to establish electrical connection for local transport measurements. As a model system, we have chosen Au nano-islands on MoS_2 [2]. These islands represent contact pads, each electrically connected by an individual STM probe. As good band gap (approx. 1.3 eV transverse gap) semiconductor, MoS_2 has the potential to sufficiently decouple those nano-structures electrically at low voltage. Those Au triangular nano-islands have a lateral size of typically 10–30 nm and form an "atomically" ultra clean and defined metal-semiconductor interface.



We present measurements that prove (1) SEM based navigation and STM based electrical contacting with a tip radius in the 10 nm range: (2) reproducible Schottky like IV properties for the individual STM tip/Au nano-island/substrate contact; (3) surface conductance measurements with variable inter-island distance down to 17 nm (fig. 1), (4) comparison with surface conductance measurements of the bare MoS₂ substrate.



Fig. 1. Transport measurement using two STM probes with a inter-tip distance below 20 nm. (b) tips on Au islands, (a) tips on MoS_2 substrate. The difference in conductivity is dominated by the resulting contact area, which is large for Au island contacts.

We also show that the individual STM probe can be employed under SEM to manipulate those Au nano-islands [3] with high precision in order to generate arbitrary multi probe planar contact configurations (fig. 2).

1. *Joachim, C.* Electronics using Hybrid-Molecular and Mono-Molecular Devices / C. Joachim, J.K. Gimzewski and A. Aviram // Nature. 2000. V. 408. P. 541.

2. *Saifullah, M.S.M.* A reliable scheme for fabricating sub-5 nm co-planar junction for molecular electronics / M.S.M. Saifullah, T. Ondarcuhu, D.F. Koltsov, C. Joachim and M. Welland // Nanotechnology. 2002. V. 13. P. 659.

3. Yang, J.S. UHV-STM Manipulation of Single Au nano-island on MoS₂ for the construction of planarnano-interconnects / J.S. Yang, D. Jie, N. Chandrasekar and C. Joachim // J. Vac. Sci. Tech. B. 2007. V. 25. P. 1694.

Fig. 2. STM based Au island manipulation used to generate distance dependent conductivity measurements. Inter-island distance varied from 325 nm down to 46 nm.

QPlus AFM at temperatures between 5 K and 1083 K with small oscillation amplitudes and high frequencies

M. Maier and A. Bettac, A. Feltz, M. Oertel

Omicron NanoTechnology GmbH, Limburger Str. 75, Taunusstein, Germany. e-mail: m.maier@omicron.de

The QPlus sensor with its high spring constant and an optimised quality factor allows for operation at very small oscillation amplitudes and is therefore ideal for atomically resolved imaging on all types of surfaces, i.e. on insulators, semiconductors and metallic surfaces. We present atomic resolution imaging on single crystal NaCl (100) with oscillation amplitudes below 50 pm and operation in higher flexural modes at frequencies of up to 318 kHz in constant df imaging feedback at 5 K. We also present atomic resolution measurements on metallic Au (111) and Ag (111) surfaces with an extremely high stability at 5 K. Further investigations on a reconstructed Si (111) 7×7 surface in a temperature range between 50 K and 1070 K demonstrate the capability of the QPlus sensor for atomic resolution in NC-AFM, STM and dynamic STM measurements. At low temperatures, atomically resolved images of the rest atom layer of the Si (111) 7×7 surface reconstruction will be presented. High temperature measurements close to the phase transition between the (1×1) and (7×7) show atomic resolution and dynamics in the formation of step edges and kinks. For these measurements, a dual feedback regulator has been used to allow for fading between STM and Δf feedback.



Fig. 1. Results of NC-AFM-QPlus measurements: topography (Z) and simultaneously measured signals; Top (left to right): Si (111) 7×7 @ 1053 K, topography (Z), frequency shift.

«Квазирелятивистская» динамика электронных волновых пакетов в кристаллических твердых телах

В.Я. Демиховский

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23. e-mail: demi@phys.unn.ru

Рассматривается динамика электронных и дырочных волновых пакетов в кристаллических твердых телах и в наноструктурах. Подобно движению релятивистских электронов, описываемых уравнением Дирака, наблюдаемые величины (координата, скорость, спиновый момент) испытывают на фоне плавного изменения быстрые осцилляции. Это явление, предсказанное Шредингером в 1930 году, получило название Zitterbewegung. Примерно в то же время (О. Klein, 1929 г.) был предсказан эффект нестандартного туннелирования релятивистских электронов, получивший название «парадокс Кляйна». В настоящее время подобные «квазирелятивистские» эффекты активно изучаются в объектах, имеющих совершенно иную природу, хотя до настоящего времени ни один из них экспериментально еще не наблюдался.

Zitterbewegung (ZB) возникает всякий раз, когда имеет место интерференция состояний с различными энергиями и, как стало ясно в последнее время, является скорее правилом, нежели исключением. Так, осцилляторная динамика волновых пакетов, подобная релятивистскому осцилляторному движению, предсказана в кристаллических твердых телах [1], и в том числе в узкозонных полупроводниках [2], в углеродных нанотрубках [3], в 2D электронном газе со спин-орбитальным взаимодействием [4, 5], в монослойном и двухслойном графене [6, 7], а также в сверхпроводниках [8]. Эффекты типа Zitterbebegung в фотонных кристаллах с дираковским участком спектра обсуждались в [9].

В полупроводниках даже в отсутствие внешних полей движение электронов является неравномерным: центр волнового пакета в отсутствие внешней силы движется неравномерно. В полупроводниках частота осцилляций ZB имеет характерное значение, равное $\omega_Z = E_g/\hbar$, а амплитуда равна $\lambda_Z = \hbar/m^* u$, где E_g – ширина запрещенной зоны, m^* – эффективная масса, u – характерная скорость. Амплитуда колебаний λ_Z имеет порядок 10 нм.

В серии публикаций, восходящих к работе [10], обсуждалась «квазирелятивистская» динамика охлажденных ионов, движущихся в ловушках. Соответствующие квантовые уравнения в такой системе аналогичны уравнению Дирака; при этом четыре функции, описывающие различные состояния иона, аналогичны компонентам дираковских биспиноров, а координата и импульс иона изменяются во времени как соответствующие характеристики релятивистской частицы со спином 1/2. Практически во всех цитированных выше работах расчеты осцилляции скорости и координат проводились в представлении Гайзенберга. При таком подходе нетрудно определить частоту и амплитуду колебаний средней координаты центра волнового пакета, однако остается неясным характер пространственной эволюции волновых пакетов, приводящей в конечном итоге к осцилляциям их центра, а также механизм остановки осцилляций при больших временах и роль структуры начального состояния.

В докладе рассматривается пространственная эволюция волновых пакетов, сформированных из блоховских состояний, описываемых в рамках различных приближений, в том числе в приближении слабой связи и в более реалистичных моделях, описывающих многозонные электронные состояния. Исследуется изменение формы пакета, и в том числе расщепление, приводящее к прекращению осцилляций. Такой подход использовался в предыдущих работах авторов, посвященных анализу эволюции волновых пакетов в системе со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы – Бычкова [5] и в графене [7]. Были рассчитаны электронные и спиновые плотности. Исследовались временные характеристики ZB.

Механизм ZB, вызывающий осцилляции наблюдаемых величин (средней координаты, скорости и момента) в различных системах, может иметь неодинаковую природу. Это наглядно продемонстрировано в работе Завадского и Русина [11], в которой рассматривались осцилляции типа ZB в кристаллах, где электронные состояния описываются в рамках модели двух взаимодействующих зон. Авторы [11] показали, что ZB в кристаллических твердых телах связан с осцилляциями скорости электронов, движущихся в периодическом потенциале. Такие осцилляции можно рассматривать в рамках как классической, так и квантовой механики. В то же время было показано, что двухзонная $(\vec{k} \cdot \vec{p})$ модель, которая в математическом смысле имеет много общего с уравнением Дирака, дает эквивалентное описание осцилляций в твердых телах. Следует отметить, что в [11] рассматривались только продольные осцилляции центра волнового пакета, тогда как в системах со спинорбитальным взаимодействием и в графене центр пакета осциллирует в направлении, перпендикулярном к направлению движения. В докладе будет продемонстрирована структура волновых пакетов, построенных из состояний двух энергетических зон, лежащих вблизи противоположных границ зоны Бриллюэна. Наши расчеты демонстрируют

эффекты расщепления начального пакета на две части и затухания осцилляций ZB со временем.

В недавней работе автора, Максимовой и Фроловой [12] исследована пространственновременная эволюция в системе с эффективным спином 3/2, описываемой гамильтонианом Латтинжера. Получены аналитические выражения для компонент волновой функции, плотности вероятности и плотности углового момента. Установлено, что характер эволюции определяется величиной параметра $a = k_0 d$, где k_0 – средний волновой вектор, *d* – ширина пакета. Если при *a* >>1 первоначальный пакет с течением времени расщепляется на две части и при этом среднее значение координаты наряду с монотонным изменением испытывает затухающие осцилляции, то при $a \ll 1$ распределение плотности вероятности не теряет цилиндрическую симметрию, но на периферии возникают осцилляции плотности, период которых уменьшается с увеличением расстояния до центра. ZB-осцилляции в этом случае не наблюдаются. Показано, что в латтинжеровской системе распределение плотности углового момента в пространстве имеет нестандартный мультипольный характер. При этом угловой момент прецессирует в отсутствие какого-либо магнитного поля, что связано с интерференцией состояний легких и тяжелых дырок (см. рисунок).



Плотность углового момента $S_y(\vec{r},t)$ для гауссовского волнового пакета с $k_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ см⁻¹ и $d = 3 \cdot 10^{-6}$ см.

В докладе обсуждается динамика волновых пакетов во внешних потенциальных полях. Для решения подобных задач был разработан специальный алгоритм численного решения. Будут продемонстрированы примеры эволюции пакетов с изменяющейся спиновой поляризацией в постоянном электрическом поле, примеры рассеяния пакетов на потенциале примесных атомов и туннелирования через барьеры различной формы.

В докладе обсуждаются также различные методы формирования электронных и дырочных волновых пакетов и экспериментального наблюдения «квазирелятивистских» эффектов.

Настоящая работа поддержана программой Министерства образования и науки «Развитие научного потенциала высшей школы» (пр. 2.1.1.2686) и грантом РФФИ (09-02-01241-а).

1. *Ferrari I.* NonrelativisticZitterbewegung in two-band systems / I. Ferrari and G. Russo // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 7454–7460.

2. Zawadski, W. Zitterbewegung and its effects on electron in semiconductor // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 085217–085217.

3. Zawadski W. Zitterbevegung of electron in carbon nanotube // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 205439–205443.

4. *Schlieman J.* Zitterbevegung of electron wave packets in III-V zinc-blend semiconductor quantum well / J. Schlievan, D. Loss and R.M. Westervelt // Phys. Rev. Lett. V. 94. 206801 (2006).

5. *Demikhovskii V.Ya.* Wave packet dynamics in a twodimensional electron gas with spin orbit coupling: Splitting and zitterbewegung / V.Ya. Demikhovskii, G.M. Maksimova and E.V. Frolova // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 115401–115406.

6. Katsnelson M. Transport in monolayer graphene // Eur. Phys. J. B. 2007. V. 51. P. 157–161.

7. *Maksimova G.M.* Wave packet dymamics in monolayer grafene / G.M. Maksimova, V.Ya. Demikhovskii and E.V. Frolova // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 235321–235327.

8. *Lurie D.* Zitterbewegung in superconductors / D. Lurie, and S. Cremer // Physica (Amsterdam). 1970. V. 50. P. 224–227.

9. *Xiangdong Zhang*. Observing Zitterbewegung for photons near Dirac point of a two-dimensional photonic crystal // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 100. P. 113903–113907.

10. Lamata I. Dirac equation and quantum relativistic effects in a singl trapped ion / I. Lamata, J. Leon, T. Schats, and E. Solana // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 253005–253009.

11. Zavadsky W. Nature of electron Zitterbewegung in crystalline solids / W. Zavadsky, T.M. Rusin. arXiv:0909.0463 [cjnd=mat.mes-hall]. 2009.

12. *Demikhovskii V.Ya.* Wave packet dynamics in a holl Lattinger system / V.Ya. Dtmikhovskii, G.M. Maksimova, E.V. Frolova. arXiv ::cond-mat.mes.-hall/ 0912.0331v!. 2009.

Электронный спектр триммера с сильными электронными корреляциями и с переменным числом электронов

С.С. Аплеснин¹, Н.И. Пискунова²

¹ Сибирский государственный аэрокосмический университет им. М.Ф. Решетнева, Красноярск. ² Омский государственный аграрный университет, 644008, Омск. e-mail: aplesnin@iph.krasn.ru

e-mail: aplesnin@ipn.krasn.ru

Интенсивное развитие нанотехнологий позволяет создавать кластеры произвольной формы и различных размеров. Данные кластеры могут использоваться в спинтронике, оптоэлектронике и наноэлектронике в качестве элементной базы для устройств хранения и записи информации со сверхвысокой плотностью информации. Нанокластеры разными способами наносятся на подложку и испытывают со стороны подложки упругие деформации, в результате этого меняется область перекрытия волновых функций и, соответственно, интегралы перескока.

Триммер является элементарной ячейкой структур с гексагональной и кагаме-решеткой, и рассмотрение электронной структуры с учетом внутримеждоузельного кулоновского взаимодействия, величины интегралов перескока при варьировании числа частиц позволит выявить механизм регулирования транспортными свойствами на туннельных структурах.

Цель данной работы — исследовать влияние магнитного поля либо эффективного поля, создаваемого орбитальными моментами в результате спин-орбитального взаимодействия, и кулоновского взаимодействия между электронами, расположенными в вершинах треугольника на величину расщепления уровней энергии вблизи химпотенциала (в объемных кристаллах это соответствует величине энергетической щели), на величину магнитного момента на узле и на химпотенциал в двух предельных случаях, кулоновское отталкивание на узле сравнимо с шириной зоны ($U \approx W$) и значительно больше (U > W).

Соответствующий гамильтониан в модели Хаббарда имеет вид:

$$\begin{aligned} H_0 &= -t \sum_{\langle i, j \rangle \sigma} \left(c_{i, \sigma}^{\dagger} c_{j, \sigma} + c_{j, \sigma}^{\dagger} c_{i, \sigma} \right) + U \sum_i \left(n_{i, \sigma} n_{i, -\sigma} \right) + \\ &+ V \sum_{\langle i, j \rangle \sigma} n_{i, \sigma} n_{j, \sigma} - \mu \sum_i \left(n_{i, \sigma} + n_{i, -\sigma} \right) - H \sum_i \left(n_{i, \sigma} - n_{i, -\sigma} \right), \end{aligned}$$

$$(1)$$

где t – матричный элемент перескока между ближайшими узлами, U – кулоновское отталкивание электронов на узле, V – между узлами, μ – химический потенциал, H – внешнее магнитное поле. Здесь $c^{\dagger}_{i,\sigma}(c_{i,\sigma})$ – операторы рождения (уничтожения) электронов со спином σ на узле i, и $n_{i,\sigma} = c^{\dagger}_{i,\sigma} c_{i,\sigma}$.

Влияние упругой системы на электронные свойства наиболее существенно отразится в изменении интегралов перескока, так, $t \sim 1/a^4$, а изменения кулоновского потенциала проявятся как $dV/da \sim 1/a^2$ (a – постоянная решетки). Взаимодействие электронов с оптическими и акустическими модами колебаний вблизи границы зоны можно

описать в модели альтернирования обмена $t_{12} = t_0 - d/2$, $t_{13} = t_0 - d/2$ и $t_{23} = t_0 + d$. Т. е. растяжение треугольника в одном направлении индуцирует уменьшение длины связи в поперечном направлении. Гамильтониан имеет вид

$$H_{1} = -t_{12} \sum_{\sigma} \left(c_{1,\sigma}^{\dagger} c_{2,\sigma} + c_{2,\sigma}^{\dagger} c_{1,\sigma} \right) - t_{13} \sum_{\sigma} \left(c_{1,\sigma}^{\dagger} c_{3,\sigma} + c_{3,\sigma}^{\dagger} c_{1,\sigma} \right) - t_{23} \sum_{\sigma} \left(c_{2,\sigma}^{\dagger} c_{3,\sigma} + c_{3,\sigma}^{\dagger} c_{2,\sigma} \right) + U \sum_{i} \left(n_{i,\sigma} n_{i,-\sigma} \right) + V \sum_{\langle i,j \rangle \sigma} n_{i,\sigma} n_{j,\sigma} - \mu \sum_{i} \left(n_{i,\sigma} + n_{i,-\sigma} \right) - H \sum_{i} \left(n_{i,\sigma} - n_{i,-\sigma} \right).$$

$$(2)$$

Здесь мы пренебрегли изменением величины кулоновского отталкивания между узлами, т. к. $\Delta t / \Delta V \sim (\Delta a)^2$.

Методом точной диагонализации вычислили спектр собственных значений и соответствующие вектора состояний, на основе которых определили величину магнитного момента на узле $M = n_{i,\sigma} - n_{i,-\sigma}$. Величину химпотенциала вычислили из свободной энергии $\mu = -\Delta F/\Delta n = -\Delta E/\Delta n$, где $F = E - T \cdot S - \mu N$.

Для триммера W = 4t при U = 0 и эффективная ширина зоны растет линейно, W = 2t+U+V для U > 2t, V > 0.15U, с ростом величины кулоновского отталкивания между электронами. Рост химпотенциала происходит при малых величинах междуузельного кулоновского отталкивания и, достигнув критической величины $V_C = 0.15U$, остается постоянным.



Рис. 1. Эффективная энергия щели, равная $E_g = E_3 - E_2$, в зависимости от величины междоузельного кулоновского взаимодействия для U/t = 3 (1), U/t = 6 (2) при H/t = 0.05, U = 10 (3) при H/t = 0.01.

Эффективная энергия щели, определенная из разности энергий для N = 3 и N = 2 вблизи химпотенциала $E_g = E_3 - E_2$, приведена на рис. 1. Интересно отметить, что при определенных значениях параметра кулоновского взаимодействия между узлами величина расщепления энергетических

уровней уменьшается на порядок. Например, для U = 6t междоузельное взаимодействие соответствует типичному значению параметров в высокотемпературных проводниках и манганитах V/U = 0.15.

Энергия электронов в триммере на уровне Ферми варьируется также внешним магнитным полем.

Наиболее существенные изменения в величине расщепления энергии E_g наблюдаются в случае сильных электронных корреляций для U > W. Так, для триммера с V/U = 0.1 в поле H = 0.1t величина расщепления скачком резко возрастает более чем на порядок, а для V/U = 0.5 реализуется квазивырожденное состояние. Минимум энергии не зависит от магнитного поля, направленного по оси квантования. Возможно, магнитное состояние является синглетным.



Рис. 2. Средняя намагниченность триммера на один узел M/3 (*a*) и спин-спиновые корреляционные функции $\langle S_1^z S_2^z \rangle (2, 4)$ и $\langle S_3^z S_2^z \rangle , \langle S_3^z S_1^z \rangle (1, 3)$ от величины междоузельного кулоновского взаимодействия для U/t = 6 (1, 2), 10 (3, 4) в магнитном поле H/t = 0.05.

Намагниченность триммера в магнитном поле остается постоянной величиной до некоторого критического значения Vc/U, выше которого скачком меняется до состояния насыщения (рис. 2). Магнитная структура триммера меняется, так спиновые корреляционные функции между парой электронов положительные и линейно растут, а между двумя остальными парами электронов уменьшаются и меняют знак с положительного на отрицательный. Т. е. два спина электрона в триммере направлены по полю и антипараллельны третьему спину. Междоузельное кулоновское взаимодействие снимает магнитное вырождение и формирует ферримагнитную конфигурацию в триммере (рис. 2).

Увеличение кулоновского взаимодействия приводит к уменьшению обменного взаимодействия между электронами и, соответственно, к снижению величины магнитного поля насыщения. Так, в триммере обменное поле $H_E = SJ = J/2$ (J < 0), поле насыщения $Hc = 2H_E = J$. В *tJ*-модели, которая получена из модели Хаббарда во втором порядке теории возмущения по t/U, величина обмена $J = 2t^2/U$ уменьшается при учете междоузельного кулоновского взаимодействия Ј = $= 2t^2/(U + \sum_h V_h)$. Кулоновское взаимодействие между узлами способствует росту зарядовых флуктуаций, в результате спин-спиновая корреляционная функция меняется по величине и даже по знаку по периметру триммера. Конкуренция обменного поля и взаимодействия спинов электронов с магнитным полем меняет магнитную структуру триммера. В качестве эффективного магнитного поля может выступать спин-орбитальное взаимодействие $\lambda SL = SH_{eff}$.

Влияние упругой подложки на электронную структуру триммера рассмотрим с использованием гамильтониана (2). Величина расщепления уровней практически не меняется в случае U > W при варьировании интегралов перескока в пределах 30% и увеличивается в несколько раз для W < U. Эффективная ширина зоны увеличивается с ростом альтернирования при условии сохранения суммы интегралов перескока постоянной величиной. Химпотенциал плавно уменьшается.

Изменение обменного взаимодействия в триммере в результате деформации от равностороннего к равнобедренному треугольнику с параметрами обменов $J \sim t^2(1-d/2t)^2/(U(1+V/U))$ по бокам и в основании $J \sim t^2(1+d/t)^2/(U(1+V/U))$ также снимает магнитное вырождение и приводит к образованию синглетной магнитной пары. С ростом альтернирования магнитный момент в основании триммера уменьшается и исчезает при $d \approx t$, т. е. образуется магнитный синглет. Кулоновское отталкивание на узле способствует уменьшению величины альтернирования, и при U > W зависимость M(d)не меняется с ростом кулоновского потенциала.

Итак, для триммера с переменным число электронов найдены зависимости химпотенциала от величины кулоновского отталкивания электронов и альтернирования интегралов перескока. Найдена область значений кулоновского взаимодействия между узлами и интервал магнитных полей, меняющих величину расщепления вблизи химпотенциала более чем на порядок. Учет кулоновского взаимодействия между электронами, расположенными на ближайших узлах, снимает магнитное вырождение в триммере. Деформация триммера, сопровождающаяся изменением интегралов перескока, приводит к образованию синглетного состояния.

Переход ферромагнетик – парамагнетик в *p*-Si/SiGe/Si с анизотропным g-фактором в наклонном магнитном поле

И.Л. Дричко¹, И.Ю. Смирнов¹, А.В. Суслов², О.А. Миронов³, D.R. Leadley⁴

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Политехническая 26, Санкт-Петербург.

² National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA.

³ Warwick SEMINANO R&D Centre, University of Warwick Science Park, Coventry CV4 7EZ, UK.

⁴ Department of Physics, University of Warwick, Coventry CV4 7AL, UK.

e-mail: irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

В настоящей работе проведены исследования магнетосопротивления р_{xx}, эффекта Холла и акустоэлектронных эффектов в наклонном магнитном поле с целью определения зависимости g-фактора от угла наклона магнитного поля относительно нормали к плоскости 2-мерного канала. Была также изучена и природа аномалии в проводимости, возникающая при числе заполнения v = 2 в образце *p*-Si/SiGe/Si с $p = 2 \times 10^{11}$ см⁻². Измерения проводились при температурах 0.3-2 К и магнитном поле до 18 Тл. В исследуемой структуре наблюдался целочисленный квантовый эффект Холла, причем в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы, соотношение параметров m^* и большого g^* -фактора таковы, что $g^*\mu_B \approx$ $\approx \hbar \omega_c/2$, поэтому в эксперименте наблюдались осцилляции $\rho_{xx}(B_{\perp})$ только с нечетными номерами v = 1, 3, 5... Осцилляция с v = 2 возникает лишь в некоторых образцах, и ее особенности будут подробно исследованы в этой работе.

В магнитном поле, соответствующем числу заполнения v = 3/2, наблюдалась аномалия, широко обсуждавшаяся в литературе [1, 2] и называемая «возвратным» переходом М-Д: р_{хх} растет более, чем в 5 раз при увеличении угла θ от 0 до 70°. Однако в зависимости $\sigma_{xx}(B_{\perp})$ не наблюдается аномалии (σ_{xx} изменяется на 30% при изменении угла наклона θ от 0 до 75°). При этом, если положение минимумов σ_{xx} по магнитному полю для v = 1, 3 и 5 не зависит от угла наклона, то для v = 2при $\theta > 50^{\circ}$ минимумы начинают сдвигаться в сторону более низких магнитных полей. Когда угол наклона достигает величины ~59.5°, на кривой наблюдаются 2 осцилляции: прежняя, которая смещалась при росте угла налево и оказалась при *B* = 3.6 Тл, и «новая», которая возникла при *В* ~ 4 Тл. При дальнейшем увеличении θ минимумы «новых» осцилляций снова смещаются в сторону низких магнитных полей и растут по амплитуде, тогда как прежние осцилляции исчезают. Имеется область углов $\theta = 59.5-61^\circ$, в которой оба типа осцилляций сосуществуют.

На рис. 1 представлены зависимости σ_{xx} от B_{\perp} для разных углов θ , кривые сдвинуты с шагом $5 \times 10^{-6} \text{ Om}^{-1}$ относительно кривой с $\theta = 55.7^{\circ}$.

Поскольку в p-Si/Si_{1-x}Ge_x/Si несимметричная квантовая яма, шириной 30 нм, находится в напряженном слое Si_{1-x}Ge_x, то трижды вырожденная (без учета спина) валентная зона SiGe расщепляется натрое спин-орбитальным взаимодействием и

напряжением. Носителями заряда являются тяжелые дырки, зона которых сформирована из атомных состояний с квантовыми числами L = 1, S = 1/2, J = 3/2.



Рис. 1. Зависимость σ_{xx} от B_{\perp}

Следствием этого является сильная анизотропия g*-фактора: $g_{\perp} \sim 5$, если магнитное поле перпендикулярно плоскости квантовой ямы, и $g_{II} \cong 0$, если магнитное поле ей параллельно [3].

Если g^* -фактор анизотропен, то в наклонном магнитном поле его величина обычно определяется по формуле

$$g^* = \sqrt{g_\perp^2 \cos^2 \theta + g_{ll}^2 \sin^2 \theta} . \qquad (1)$$

При сильной анизотропии, когда g_{II} = 0 (как и быть в исследуемой структуре), должно $g^* = g_{\perp} \cos \theta$. В этом случае при наклоне магнитного поля положение минимумов осцилляций сдвигается в сторону более высоких магнитных полей, но амплитуда осцилляций не зависит от угла наклона магнитного поля. Такая ситуация осуществлялась в работе [4]. Однако в нашем эксперименте амплитуда осцилляций зависит от угла наклона магнитного поля θ (зависимость g*-фактора от угла). Ө в нашем эксперименте отличается от (1). Из экспериментальных данных двумя способами была определена зависимость g*-фактора от угла наклона магнитного поля θ : зависимостей $\sigma_{xx}(\theta)$ при v=3 и $\sigma_{xx}(B)$ при разных θ . Было показано, что g*-фактор уменьшается с увеличением угла θ быстрее, чем предполагает приведенная здесь зависимость (1).

На рис. 2 представлены зависимости g*-фактора от θ : $1 - g^* = 5.3 \times \cos(\theta)$, 2 -экспериментальная.

Чтобы построить эту кривую, необходимо было знать абсолютную величину g*-фактора при $\theta = 0^{\circ}$. Для этого мы воспользовались энергией активации, определенной из зависимости

 $\sigma_{xx} \sim \exp(-\Delta E/2kT)$ для $\nu = 2$ при $\theta = 0^{\circ}$ и получили величину $g^* = 5.3$.



Рис. 2. Зависимость g*-фактора от θ

Для объяснения наблюдаемой нами аномалии в проводимости при v = 2 воспользуемся идеей, которая предполагает изменение относительного положения уровней Ландау 0[↑] и 1 [5] из-за зависимости g*-фактора от угла наклона магнитного поля θ . Для этого исследуем относительное положение уровней Ландау 0[↑] и 1 при фиксированном магнитном поле, перпендикулярном плоскости 2-мерного канала, соответствующем v = 2 ($B_{\perp} = 4.15$ Тл) в зависимости от угла наклона магнитного поля θ . Используя зависимость g*(θ), приведенную на рис. 2, можно построить зависимости энергий уровней 0[↑] и 1 от угла θ по формулам

$$E(0\uparrow) = \frac{1}{2}\hbar\omega_c + g * \mu_B B, \qquad (2)$$

$$E(1\downarrow)=\frac{3}{2}\hbar\omega_{c}-g*\mu_{B}B.$$

Результаты расчета приведены на рис. 3.



Рис. 3. Зависимость энергий уровней $1 \downarrow u \ 0 \uparrow$ от θ

Чтобы происходило пересечение уровней, необходимо предположить, что в магнитном поле, перпендикулярном 2-мерному слою, уже при $\theta = 0^{\circ}$, уровень 0^{\uparrow} находится по энергии выше уровня $1\downarrow$, т. е. в системе наблюдается ферромагнитное упорядочение, т. к. под уровнем Ферми находятся 2 заполненных уровня Ландау с одним направлением спина. При $\theta \approx 60^{\circ}$ уровни пересекаются и при $\theta > 60^{\circ}$ изменяют свое относительное положение, разрушая ферромагнитный порядок.

Здесь необходимо заметить, что этот расчет является лишь иллюстрацией возможности пересечения уровней, т. к. не учитывалось ни взаимодействия между уровнями, ни уширения уровней в результате беспорядка, ни неоднородного распределения носителей тока в квантовой яме.



Рис. 4. Зависимость числа заполнения ν от θ ; на вставке – зависимость σ_{xx} в минимумах осцилляций от θ .

Пересечение уровней Ландау 0↑ и 1↓ происходит из-за сильной зависимости (уменьшения) g*-фактора от угла наклона магнитного поля θ и приводит к переходу ферромагнетик - парамагнетик. В точке пересечения уровней (0 ~ 60°) происходит резкий скачок фактора заполнения v, вычисленного из положения по магнитному полю минимумов осцилляций. На рис. 4 представлена зависимость v от g*-фактора. Вилно, что в области углов 59.5-61° обе фазы сосуществуют. Однако величина проводимости в минимумах осцилляций не испытывает скачка, а в точке перехода достигает максимума. Эту зависимость легко объяснить, т. к. в точке перехода энергия активации минимальна, а по обе стороны от перехода она растет. Этот результат подтверждается и измерениями акустоэлектронных эффектов.

Работа поддержана РФФИ 080200852, грантом Президиума РАН, программой ОФН РАН «Спинтроника»; НШ-2184.2008.2. Часть работы выполнена в Национальной лаборатории высоких магнитных полей (США), финансируемой NSF CA DMR-0084173 и штатом Флорида.

1. *Dorozhkin, S.I.* Anomalies in the spectra of quantum oscillations for dilute two-dimensional electronic systems / S.I. Dorozhkin, C.J. Emeleus, T.E. Whall, G. Landwehr, O.A. Mironov // JETP Lett. 1995. V. 62, № 6. P. 534–540.

2. Coleridge, P.T. The Hall insulator in 2-dimensional SiGe hole gases / P.T. Coleridge, A.S. Sachrajda, P. Zavadzki, R.L. Williams, H. Lafontaine // Sol. St. Com. 1997. V. 102, № 10. P. 755–758.

3 *Glazer E.* Detection of Magnetic Resonanceon Photoluminescence from a Si/Si_{1-x}Ge_x Strained-Layer Superlattice / E. Glazer, J.M. Trombetta, T.A. Kennedy, S.M. Prokes, O.J. Glembocki, K.L. Wang, C.H. Chern // Phys. Rev. B. 1990. V. 65, № 10. P. 1247–1250.

4. *Martin, W.* Two-dimensional spin confinement in strained-layer quantum wells / W. Martin, J. Nicholas, G.J. Rees, S.K. Haywood, N.J. Mason, and P.J. Walker // Phys. Rev. B. 1990. V. 42, № 14. P. 9237–9240.

5. *Colleridge P.T.* Magnetic field induced metalinsulator transition in p-SiGe // Sol. St. Comm. 2003. V. 127, № 12. P. 777–782.

Динамика намагниченности фрустрированных изинговских систем

Ю.Б. Кудасов^{1,2}, А.С. Коршунов², Д.А. Маслов^{1,2}, В.Н. Павлов²

¹ СарФТИ Национальный исследовательский ядерный университет – МИФИ, ул. Духова, 6, Саров.

² Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, пр. Мира, 37, Саров.

e-mail: yu_kudasov@yahoo.com

Сочетание низкой размерности и фрустрации приводит к сложному поведению магнитных систем. Примером такого рода могут служить фрустрированные решетки изинговских цепочек. Правильная треугольная решетка образована антиферромагнитными ($\Delta \Phi M$) цепочками в соединениях CsCoCl₃, CsCoBr₃ [1] и ферромагнитными (ΦM) цепочками в Ca₃Co₂O₆ [2–4] и Sr₅Rh₄O₁₂ [5, 6]. Слабые взаимодействия соседей, следующих за ближайшими, частично снимают вырождение и приводят к разнообразным низкотемпературным магнитным фазам: ферромагнитной (CsCoCl₃, CsCoBr₃), 2D A ΦM треугольной изинговской фазе (Ca₃Co₂O₆) и страйп-структуре (Sr₅Rh₄O₁₂).

В последние несколько лет были проведены тщательные исследования магнитных свойств Са₃Со₂О₆ и родственных соединений [2]. Было обнаружено, что при низких температурах и малых скоростях нарастания магнитного поля кривые намагничивания имеют ступенчатую форму. В СазСо2О6 на ней отчетливо наблюдают 4 ступеньки эквидистантных по магнитному полю (с шагом 1.2 Тл). При температуре выше 12 К и при очень медленном изменении магнитного поля число ступенек уменьшается до двух. Высказывалось предположение о том, что поведение Са₃Со₂О₆ может быть связано с квантовым туннелированием. Однако, известно, что в системе одномерных цепочек возникает сложный трехмерный магнитный порядок, и прямая аналогия с молекулярными магнетиками вряд ли возможна.

Структура Са₃Со₂О₆ образована цепочками Со2О6, ориентированными вдоль кристаллографической оси с. В цепочках ионы Со³⁺ находятся в центрах чередующихся тригональных призм и октаэдров с общими гранями. В зависимости от окружения кристаллическое поле переводит ион Со³⁺ либо в высокоспиновое, либо в низкоспиновое (немагнитное) состояние. Особенностью кристаллической структуры Са₃Со₂О₆ является относительный сдвиг цепочек вдоль оси с. На рис. 1, а показана пара соседних цепочек. Из шести ближайших соседей три оказываются сдвинутыми вверх, а три другие – вниз (рис. 1, б). Это приводит к очень сложной структуре связей в магнитной системе. В частности, имеются двойные спиральные пути вдоль оси с.

В работе [3] была предложена модель жестких цепочек для объяснения особенностей на кривой намагниченности $Ca_3Co_2O_6$. Эта модель предполагает, что при низких температурах цепочка конечной длины находится в одном из полностью упорядоченных состояний, т.е. является жестким суперспином. Тогда задача сводится к двумерной АФМ модели Изинга на треугольной решетке. Второй особенностью модели является неравновесный характер эволюции состояния системы (по метастабильным состояниям). Модель жестких цепочек была обобщена на ненулевые температуры в рамках теории среднего поля [4].

Было также выполнено численное 2D и 3D моделирование статической магнитной структуры методом Монте-Карло с использованием алгоритма Метрополис [7]. Однако совсем недавно было показано, что вследствие сильного вырождения системы алгоритм Метрополис приводит к качественно неверным результатам, и его необходимо заменить алгоритмом Ванга – Ландау [8]. Он дает 2 ступени намагниченности в идеальной и неидеальной решетке, а не 4 наблюдаемые на эксперименте. Это было интерпретировано как проявление неравновесности системы [8], что согласуется с моделью глауберовой (неравновесной) динамики.



Рис. 1. Структура $Ca_3Co_2O_6$. (*a*) Соседние цепочки Co_2O_6 , ионы Co^{3+} показаны большими сферами, O^{2^-} – малыми, магнитные взаимодействия между ионами Co^{3+} в высокоспиновом состоянии показаны стрелками. (*б*) Решетка цепочек, сдвиги вверх и вниз при переходе к ближайшему узлу в соседней цепочке показаны стрелками.

Таким образом, в настоящее время возникла необходимость пересмотра результатов численных 2D и 3D расчетов магнитной структуры $Ca_3Co_2O_6$. В данной работе мы выполнили 3D моделирование неравновесной глауберовой динамики намагниченности. Ранее в работе [9] мы исследовали глауберову динамику намагниченности в рамках 2D моделирования. При этом предполагалось, что цепочки полностью упорядочены, что заведомо несправедливо при высоких температурах, и что динамика суперспина (цепочки) такая же, как и у изолированного спина в теории Глаубера.

В ходе 3D моделирования использовалась ромбическая суперячейка размерами 36×36×72.

Граничные условия в плоскости *ab* были периодическими, а вдоль оси *c* цепочки имели конечную длину. Отметим, что конечная длина цепочек имеет принципиальное значение. Вероятность переворота *i*-го спина вычислялась по формуле

$$W(\sigma_i) = \frac{\alpha}{2} \left[1 - \sigma_i \cdot \tanh\left\{ \frac{J_1}{kT} \sum_{< j > j} \sigma_j + \frac{J_2}{kT} \sum_{< < k > j} \sigma_k + \frac{\mu B}{kT} \right\} \right]$$

где $J_1>0$ и $J_2<0$ – константы взаимодействия ближайших магнитных ионов в цепочке и в соседних цепочках соответственно, $(|J_1| >> |J_2|)$. <> и <<>> обозначают суммирование по парами ближайших магнитных ионов в цепочке и в соседних цепочках. *В* и *T* – внешнее магнитное поле и температура. Константа α является свободным параметром модели. Она описывает взаимодействие магнитной подсистемы с тепловым резервуаром.

Начальным состоянием служило случайное (random) состояние, которое релаксировалось аналогично 2D моделированию [9]. Затем исследовалась эволюция структуры в нарастающем магнитном поле.

Результаты моделирования показаны на рис. 2 и 3. При низкой температуре (рис. 2, *a*) магнитная структура практически воспроизводит результаты 2D моделирования [9]. На вертикальном разрезе кластера видно, что почти все цепочки полностью упорядочены. При высокой температуре (рис. 2, δ) появляется сотовая структура, в которой две подрешетки упорядочены в АФМ структуру, а третья разупорядочена. Это согласуется с правилом, предложенным в работе [4].

На рис. 3 показаны результаты моделирования при постоянной температуре в нарастающем магнитном поле. Здесь важно отметить образование доменной структуры в ферромагнитной фазе. Такие домены наблюдались при 2D моделировании. Они как раз и являются источником дополнительных 2 ступенек на кривой намагничивания при высоких скоростях нарастания магнитного поля.

Результаты 3D моделирования хорошо согласуются с выполненным ранее 2D моделированием глауберовой динамики. Следует отметить, что все основные предположения 2D модели жестких цепочек [3, 4, 9] были подтверждены.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и ведомственной программой «Развитие научного потенциала высшей школы».

1. Mekata M., Adachi K. // J. Phys. Soc. Jpn. 44, 806 (1978).

2. Hardy V., Lees M.R., Petrenko O.A., Paul D. Mc K., Flahaut D., Hebert S., Maignan A. // Phys. Rev. B. **70**, 64424 (2004).

3. Kudasov Yu.B. // Phys. Rev. Lett. 96, 27212 (2006).

4. Kudasov Yu.B. // Eur. Phys. Lett. 78, 57005 (2007).

5. Cao G., Durairaj V., Chikara S., Parkin S., Schlott-

mann P. // Phys. Rev. B. **75**, 134402 (2007). 6. *Кудасов Ю.Б. //* Письма в ЖЭТФ. **88**, 677 (2008).

7. Yao X., Dong S., Yu H., Liu J. // Phys. Rev. B. 74, 134421 (2006).

8. Qin M.H., Wang K.F., Liu J.-M. // Phys. Rev. B. 79, 172405 (2009).

9. Kudasov Yu.B., Korshunov A.S., Pavlov V.N., Maslov D.A. // Phys. Rev. B. 78, 132407 (2008).



Рис. 2. Магнитная структура $Ca_3Co_2O_6$ в отсутствие магнитного поля. Показаны усредненные значения намагниченностей по цепочкам при 5 К (*a*) и при 15 К (*б*) и вертикальные сечения кластера вдоль оси *c* по средней линии ромба. Величина среднего момента цепочки определяется по нижней панели.



Рис. 3. Усредненные значения намагниченностей по цепочкам в Ca₃Co₂O₆ при 8 К в магнитном поле *В* (слева направо): 0 Тл, 0.74 Тл, 1.667 Тл, 2.778 Тл.

Исследование модели наноразмерной магнитной сверхрешетки

К.Ш. Хизриев^{1,2}, А.К. Муртазаев^{1,2}, В.М. Уздин³, И.С. Джамалутдинова²

¹ Институт физики Дагестанского НЦ РАН, ул. Ярагского, 94, Махачкала.

² Дагестанский государственный университет, ул. М. Гаджиева, 43а, Махачкала.

³ Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., д. 7-9, Санкт-Петербург.

e-mail: kamal71@mail.ru

Магнитные сверхрешетки Fe/V с тонкими чередующимися слоями магнитного и немагнитного вещества являются удобными объектами для изучения эффектов, связанных с размерностью системы в многослойных структурах. Минимальная толщина слоев Fe, при которой она остается магнитной, составляет два атомных монослоя, причем температура Кюри зависит не только от количества магнитных монослоев, но и от толщины слоев немагнитного ванадия.

То, что в сверхрешетках Fe/V с достаточно тонкими слоями ванадия наблюдаются свойства, присущие трехмерным системам, свидетельствует о важности межслойного взаимодействия для описания поведения магнитных сверхрешеток. Известно, что межслойное обменное взаимодействие в металлических магнитных сверхрешетках определяется толщиной немагнитной прослойки. В сверхрешетках Fe/V, помещенных в атмосферу водорода, происходит увеличение толщины прослойки ванадия за счет адсорбции водорода, поэтому имеется возможность управлять обменным взаимодействием и даже менять знак обменной константы. При некотором внешнем давлении водорода можно полностью отключить обменное взаимодействие. Следовательно, в таких системах должен наблюдаться переход от трехмерного к двумерному магнетизму.

Особый интерес представляют сверхрешетки, в которых направление намагниченности соседних магнитных слоев антипараллельно, т.е. системы с отрицательным обменным взаимодействием. Именно в таких системах наблюдается эффект гигантского магнетосопротивления. В сверхрешетках Fe/V антиферромагнитное межслойное взаимодействие имеет место при толщинах прослойки ванадия 13–14 монослоев и железа 2–3 монослоя. Для таких сверхрешеток удается подобрать диапазон давлений водорода, при котором межслойное обменное взаимодействие меняется от антиферромагнитного к ферромагнитному, проходя через ноль.

Имеется целый ряд экспериментальных исследований магнитных сверхрешеток Fe/V и других, в которых реализовано такое непрерывное обратимое изменение межслойного взаимодействия и исследовано его влияние на магнитный фазовый переход [1–9].

Таким образом, металлические магнитные сверхрешетки, в частности сверхрешетки Fe/V, представляют собой уникальные системы, удобные для исследования динамики фазовых переходов при изменении размерности системы. Однако шероховатость интерфейсов, перемешивание атомов в процессе эпитаксиального роста и другие структурные дефекты могут качественно изменить магнитное поведение и должны быть адекватно учтены при интерпретации экспериментальных данных.

Все эти проблемы можно преодолеть, если проводить численный эксперимент.

Нами для исследования магнитных свойств наноразмерных систем предложена модель магнитной сверхрешетки Fe₂/V₁₃/Fe₃ с чередующимися магнитными (два и три монослоя Fe) и немагнитными (тринадцать монослоев V) слоями. Обменные взаимодействия между ближайшими соседями в магнитных слоях и Fe2, и Fe3 носят ферромагнитный характер, и определяются параметром Ј_{||} (внутрислойное обменное взаимодействие). Имеется также взаимодействие J₁ между атомами из слоев Fe₂ и Fe₃ через слои ванадия (межслойное взаимодействие). Его величина и знак может изменяться в зависимости от толщины немагнитной прослойки. Межслойное взаимодействие для нашей модели имеет отрицательный знак. Ранее нами [10-12] исследованы различные модели Fe/V с положительным межслойным обменным взаимодействием.

Гамильтониан нашей модели был представлен в виде

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp} (S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y),$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая – с атомами соседних слоев через немагнитную прослойку; $S_j^{x,y}$ – проекции спина, локализованного на узле *j*. В модели сверхрешетки предполагается планарная ориентация спинов. Предложенная модель учитывает все магнитные и кристаллографические особенности реальных магнитных сверхрешеток Fe/V [10–12].

Расчеты проводилось на основе однокластерного алгоритма метода Монте-Карло [13] для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $L \times L \times L$, где $L = 10 \div 40$ – число магнитных монослоев Fe. При этом для каждой системы отсекался неравновесный участок марковской цепи длиной до 5×10⁵ МКшагов/спин, затем совершалось до 2×10⁶ МКшагов/спин, и проводилось усреднение термодинамических параметров. Поскольку слои Fe₂ и Fe₃ находятся при разных условиях и, вообще говоря, при некотором значении величины межслойного взаимодействия J₁ эти слои могут быть изолированными друг от друга, то возможно, что каждый слой может испытывать фазовый переход при своей температуре [12]. Нами велось наблюдение за намагниченность системы:

$$M = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{i=1}^{N} S_i \right\rangle,$$

где *М* – намагниченность системы, *S_i* – спин (магнитный момент) атомов Fe.

На рисунке показаны температурные зависимости намагниченности всей системы для различных значений соотношения межслойного и внутрислойного обменов J_{\perp}/J_{\parallel} . Как видно из этих зависимостей, наша модель сверхрешетки ведет себе как классический ферромагнетик с двумя подрешетками. В качестве подрешеток выступают двойные и тройные слои Fe.



Температурные зависимости намагниченности модели магнитной сверхрешетки Fe₂/V₁₃/Fe₃ при различных значениях соотношения межслойного и внутрислойного обменов.

Известно, что кривые температурной зависимости самопроизвольной намагниченности для ферримагнетиков при различных значениях концентрации магнитных атомов в подрешетках и при различных значениях внутри- и межподрешеточных взаимодействиях обнаруживают большое разнообразие форм поведения [14]. Впервые Неель [15] указал путь для установления классификации этих форм. Эта классификация была усовершенствована и подвергнута экспериментальной проверке в работах [16-18]. Случай ферромагнитного поведения реализуется при отрицательном межподрешеточном обмене. В нашей модели внутрислойные взаимодействия в обоих подрешетках одинаковые, а концентрации магнитных атомов в них различаются. Разница в концентрации в двойном и тройном слоях Fe приводит к разнообразию форм поведения температурной зависимости намагниченности в зависимости от величины межслойного обмена между подрешетками. При $J_{\perp} / J_{\parallel} = -1$ поведение температурной зависимости намагниченности имеет О-тип по классификации Нееля. Уменьшение по модулю межслойного обмена приводит к плавному появлению Р-типа поведения намагниченности со смещением температуры фазового перехода в сторону низких температур. При этом появляется небольшой пик в температурной зависимости намагниченности, который достигает максимальной величины около значения $J_{\perp}/J_{\parallel} = -0.1$. Ранее нами были обнаружены особенности в поведении этой модели с положительным обменом, начиная именно со значений межслойного обмена $J_{\perp}/J_{\parallel} =$ = 0.1 [12]. Дальнейшее уменьшение (по модулю) соотношения межслойного и внутрислойного обменов приводит к тому, что пик в зависимости намагниченности уменьшается и в пределах $0.001 < |J_{\perp} / J_{\parallel}| < 0.01$ снова проявляется *Q*-тип зависимости. При этом в области фазового перехода в температурных зависимостях намагниченности практически нет различия в зависимости от соотношения $J_{\perp} / J_{\parallel}$.

Нами также проведены исследования модели для близких к нулю ($|J_{\perp}| < 0.001$) значений межслойного обмена. Для этих значений межслойного обмена уже наблюдается M-тип поведения температурной зависимости намагниченности, который также проявляется плавно в зависимости от величины межслойного обмена.

Хотя по классификации Нееля на температурных зависимостях намагниченности можно наблюдать различные типы только при условии разности концентраций магнитных атомов в подрешетках и различных значениях внутри- и межподрешеточных взаимодействиях, в нашей модели изменение одного параметра (межслойного обмена) приводит к обнаружению нескольких видов зависимости намагниченности от температуры. По-видимому, это связано с тем, что двойные и тройные слои испытывают фазовый переход при разных температурах, особенно при малых значениях межслойного обмена [12].

Таким образом, можно предположить, что различие в температурах фазовых переходов двойных и тройных слоев приводит к разнообразию форм поведения температурной зависимости самопроизвольной намагниченности исследуемой модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Роснауки (госконтракт 02.740.11.0397).

1. Ким П.Д., Чен Ю.Х., Турпанов И.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1996. V. 64. Р. 341.

2. Исхаков Р.С., Мороз Ж.М., Шалыгина Е.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 487.

3. *Rüdt C., Poulopoulos P., Lindner J. et al.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 220404.

4. Leiner V., Westerholt K., Hjorvarsson B. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 2377.

5. Burkert T., Svedlindh P., Andersson G. et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 220402.

6. Scherz A., Poulopoulos P., Nunthel R. et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 140401.

7. Leiner V., Westerholt K., Blixt A.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 37202.

8. Parnaste M., van Kampen M., Brucas R. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 104426.

9. Parnaste M., Marcellini M., Hjörvarsson B. // J. Phys.: Cond. Matter. 2005. V. 17. P. L477.

10. Khizriev K.Sh., Murtazaev A.K., Uzdin V.M. // JMMM. 2006. V. 300. P. e546.

11. Муртазаев А.К. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1119.

12. Муртазаев А.К., Хизриев К.Ш., Уздин В.М.

// Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72. С. 169.

13. Wollf U. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 361.

14. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971.

15. Neel L. // Ann. de Phys. 1948. V. 3. P. 137.

16. Yafet Y., Kittel Ch. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 290.

17. Lotgering F.K. // Philips Res. Rep. 1956. V. 11. P. 337.

18. Jacobs I.S. // J. Phys. Chem. Sol. 1959. V. 11. P. 1.

Влияние спин-флуктуационной динамики на энергетическую структуру двумерных электронных систем с сильными корреляциями

В.В. Вальков^{1,2}, Д.М. Дзебисашвили¹, А.А. Головня^{1,2}

¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, г. Красноярск.

² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. ак. М.Ф. Решетнева, г. Красноярск.

e-mail: vvv@iph.krasn.ru

Свойства двумерных электронных систем являются предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований на протяжении нескольких десятилетий. Активизация научных работ в этом направлении в последние годы была связана как с нанотехнологией, так и с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости. B большинстве случаев изучение электронной энергетической структуры двумерного ансамбля электронов сопряжено с необходимостью преодоления значительных математических трудностей, обусловленных наличием в таких системах сильных электронных корреляций. В частности, при работе с такими популярными моделями сильно коррелированных систем, как модель Хаббарда, t-Jмодель, или их обобщений одной из ключевых проблем становится проблема учета спинфлуктуационных процессов. Актуальность такой задачи является очевидной уже только потому, что по современным представлениям именно эти процессы лежат в основе формирования псевдощелевого состояния, которое проявляется во многих термодинамических и кинетических свойствах слабо легированных Мотт-Хаббардовских диэлектриков. В отмеченных случаях использование теоретических представлений, основанных на применении простых линеаризованных схем (расцеплений в уравнениях движения) становится неперспективным и требуется привлечение более корректных методов.

В работе для учета спин-флуктуационных процессов рассеяния в двумерном ансамбле сильно коррелированных электронов, описываемых t-J*моделью с трехцентровыми взаимодействиями, применена диаграммная техника для операторов Хаббарда. На основе точных соотношений, связывающих функции Грина (ФГ) в атомном представлении с компонентами силового и массового операторов, получены уравнения самосогласования как для нормальной, так и для сверхпроводящей фазы, а также функция распределения хаббардовских фермионов при учете вкладов от динамических процессов спин-флуктуационного рассеяния. Показано, что в однопетлевом приближении спинфлуктуационные вклады описываются посредством нормальных $P_{0\uparrow 0\uparrow}(k,i\omega_n)$ и аномальных $P_{0\uparrow\downarrow 0}(k,i\omega_n)$ (при рассмотрении сверхпроводящего состояния) компонент силового оператора. Показано, что сверхпроводящая фаза описывается

бесконечной системой интегральных уравнений самосогласования для аномальных компонент

массового и силового операторов:

$$\Sigma_{12}\left(\vec{k}\right) = -\frac{T}{N} \sum_{\vec{q},\omega_m} A_{\vec{k}}(\vec{q}) \frac{2\Sigma_{12}\left(\vec{q}\right) - \mathbf{t}_{\vec{q}} P\left(\vec{q}, i\omega_m\right)}{\det(\vec{q}, \omega_m)},$$

$$P(\vec{k}, i\omega_m) = -\frac{T}{N} \sum_{\vec{q},\omega_l} B_{\vec{k}}(\vec{q}) \chi_C^-(q-k) \frac{2\Sigma_{12}\left(\vec{q}\right) - t_{\vec{q}} P(q)}{\det(q)},$$

$$q = (\vec{q}, i\omega_l), \ k = (\vec{k}, i\omega_m).$$

Здесь при введении динамической спин-зарядовой восприимчивости учтена сферическая симметрия спиновых корреляционных функций:

$$\chi_{C}^{-}(\vec{q},i\omega_{s}) = -\left\lfloor 3D_{\Box}(\vec{q},i\omega_{s}) - \frac{1}{4}C(\vec{q},i\omega_{s}) \right\rfloor.$$

Возникновение бесконечной системы интегральных уравнений обусловлено тем, что аномальные компоненты силового оператора являются зависящими от мацубаровской частоты функциями. При конкретных вычислениях $P(\vec{k}, i\omega_m)$ зарядовые флуктуации не учитывались, поскольку их характерные энергии возбуждений велики по сравнению с энергиями спиновых флуктуаций. Вклады от спин-флуктуационных процессов находились при использовании модельной динамической восприимчивости. Численные расчеты показали, что включение спин-флуктуационных процессов привело к существенной ренормировке концентрационной зависимости температуры перехода в сверхпроводящую фазу с *d*-типом симметрии параметра порядка.

Для нормальной фазы, описываемой моделью Хаббарда в пределе сильных электронных корреляций, нормальные компоненты силового оператора в однопетлевом приближении определяются тремя следующими графиками.



При этом аналитическое выражение для силового оператора принимает вид

$$\delta P_{0\sigma,0\sigma}(k) = \frac{T}{N} \sum_{q} \left\{ G_{0\sigma,0\sigma}(q) D_{\sigma\sigma,\sigma\sigma}(k-q) + G_{0\sigma,0\sigma}(q) D_{\sigma\sigma,\sigma\sigma}^{(\mathrm{inr})}(k-q) \right\}.$$

Однопетлевая поправка для $\delta P_{0\sigma,0\sigma}(k)$ в парафазе без учета зарядовых флуктуаций может быть записана в виде

$$\delta P_{0\sigma,0\sigma}(k) = -\frac{3}{2} \frac{T}{N} \sum_{q} t_{q} D_{\overline{\sigma}\sigma,\overline{\sigma}\sigma}(k-q) G_{0\overline{\sigma},0\overline{\sigma}}(q).$$

Наличие в этом выражении квазиспиновой ФГ отражает вклад спиновых степеней свободы в

энергетические характеристики спектра хаббардовских квазичастиц. В рассматриваемом приближении процессы спин-флуктуационного рассеяния проявляются только через добавку к силовому оператору, и для окончательного определения их роли необходимо вычислить поперечную квазиспиновую ФГ в том же однопетлевом приближении.

Вводя для этой функции обозначение в виде двойной пунктирной линии, напишем в графической форме в однопетлевом приближении уравнение Дайсона:



Здесь черному кружку соответствует спиновый силовой оператор $P_{\bar{\sigma}\sigma,\bar{\sigma}\sigma}(q)$, определяемый графическим выражением:

$$\bullet = \circ + \underbrace{\overbrace{}^{\sigma_0}_{\sigma_0}}^{\sigma_0} + \underbrace{\overbrace{}^{0\sigma}_{\sigma_0}}^{0\sigma} + \underbrace{\underset{}^{0\sigma}_{\sigma_0}}^{0\sigma} + \underbrace{\underset{}^{0\sigma$$

светлый кружок представляет вклад нулевого порядка $N_{\overline{\sigma}} - N_{\sigma}$. Жирной волнистой линии отвечает эффективное взаимодействие, удовлетворяющее уравнению:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M} + \mathbf{M} +$$

Записывая уравнение в спиновой ФГ в аналитическом виде, получим

$$D_{\overline{\sigma}\sigma,\overline{\sigma}\sigma}(k) = P_{\overline{\sigma}\sigma,\overline{\sigma}\sigma}(k) / (i\omega_n + 2\sigma h - \Sigma_{\overline{\sigma}\sigma,\overline{\sigma}\sigma}(k))$$

Использование в выражениях для $P_{\bar{\sigma}\sigma,\bar{\sigma}\sigma}(k)$ и $\Sigma_{\bar{\sigma}\sigma,\bar{\sigma}\sigma}(k)$ электронных $\Phi\Gamma$ в приближении Хаббард-I, позволяет провести суммирование по частотам в явном виде. Вычисление функции распределения может быть основано на знании однофермионной $\Phi\Gamma$:

$$D_{0\sigma,0\sigma}(f\tau,g\tau') = -\left\langle T_{\tau}\tilde{X}_{f}^{0\sigma}(\tau)\tilde{X}_{g}^{\sigma0}(\tau')\right\rangle =$$
$$= \frac{T}{N}\sum_{k}\exp\left\{i\vec{k}(\vec{R}_{f}-\vec{R}_{g})-i\omega_{n}(\tau-\tau')\right\}D_{0\sigma,0\sigma}(k)$$

Если известна $D_{0\sigma,0\sigma}(k)$, то функция распределения фермиевских квазичастиц представляется в следующем виде:

$$f_{\vec{k},\sigma} = \left\langle X_{\vec{k}\sigma}^+ X_{\vec{k}\sigma} \right\rangle = T \sum_{\omega_n} \exp\left(i\omega_n \delta\right) D_{0\sigma0\sigma}(k), \delta \to +0.$$

Из графического представления следует, что D(k) = G(k)P(k). При этом получается удобная форма записи функции распределения:

$$f_{\bar{k},\sigma} = T \sum_{\omega_n} \exp(i\omega_n \delta) \frac{1 - N_{\bar{\sigma}} + \delta P_{0\sigma,0\sigma}(k)}{i\omega_n - \tilde{\varepsilon}_{\bar{k}\sigma} + \mu - \delta P_{0\sigma,0\sigma}(k) t_{\bar{k}} - \Sigma_{0\sigma,0\sigma}(k)}$$

Здесь силовой оператор был представлен в виде суммы двух слагаемых: $P_{0\sigma,0\sigma}(k) = 1 - N_{\overline{\sigma}} + \delta P_{0\sigma,0\sigma}(k)$. Слагаемое $1 - N_{\overline{\sigma}}$ соответствует приближению Хаббард-I, а $\delta P_{0\sigma,0\sigma}(k)$ описывает поправку к силовому оператору. Аналогично этому в знаменателе выделяется спектр коллективных возбуждений: $\tilde{\varepsilon}_{\bar{k}\sigma} = \varepsilon_{\sigma} + (1 - N_{\bar{\sigma}})t_{\bar{k}}$, соответствующий Хаббард-I приближению. В этом случае возникает хорошо известное выражение для функции распределения хаббардовских квазичастиц:

$$f_{\vec{k},\sigma} = (1 - n/2) \Big[\exp\left((\tilde{\varepsilon}_{\vec{k}\sigma} - \mu)/T\right) + 1 \Big]^{-1}.$$

Более сложная ситуация имеет место при учете спин-флуктуационных процессов. В этом случае после самосогласованных численных расчетов получена функция распределения, представленная на рисунке.



Функция распределения хаббардовских квазичастиц при различных значениях концентрации.

Для наглядности пунктирной линией показана функция распределения хаббардовских квазичастиц, рассчитанная в приближении Хаббард-І при n = 0.8. Видно, что в этом случае функция распределения имеет вид обычной ферми-ступеньки, уменьшенной на величину хорошо известного ренормирующего фактора 1-n/2. Сплошной линией І показана функция распределения, рассчитанная с учетом спин-флуктуационных процессов при той же концентрации. Видно, что включение динамических спин-флуктуационных процессов привело к конечной вероятности заполнения состояний выше импульса Ферми. Во-вторых, в области энергий, меньших химпотенциала, возникает сильная, зависящая от отклонения энергии квазичастиц от химпотенциала ренормировка функции распределения. В-третьих, величина скачка функции распределения спин-38 счет флуктуационных процессов значительно изменяется.

По мере уменьшения концентрации доля электронов, занимающих состояния с $k > k_F$, сначала увеличивается, достигает максимума при n = 0.667 (кривая 2 на рисунке), а затем уменьшается. Очевидно, что для значений концентрации много меньших единицы эффективность процессов СФР должна быть мала, и соответственно вид функции распределения будет мало отличаться от фермиступеньки. Представленные графики это наглядно демонстрируют.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», РФФИ (грант № 09-02-00127), программы ОФН РАН и Междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН №53.

Сильное влияние нелокальных неравновесных эффектов на динамику параметра порядка в центре проскальзывания фазы

Д.Ю. Водолазов¹, F.M. Peeters²

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

² Departement Fysica, Universiteit Antwerpen (CGB), Groenenborgerlaan 171, B-2020 Antwerpen, Belgium.

e-mail: vodolazov@ipm.sci-nnov.ru

В работе было изучено влияние конечного времени т_Е неупругой релаксации функции распределения квазичастиц f(E) на процесс проскальзывания фазы в квазиодномерных сверхпроводящих кольцах при температуре, близкой к критической температуре сверхпроводника Т_с. Анализ проводился на основе численного решения линеаризованного кинетического уравнения Больцмана для f(E), уравнения Узаделя для функций Грина электронов и уравнения самосогласования для сверхпроводящего параметра порядка, которое при $T \sim T_c$ имеет вид обычного нестационарного уравнения Гинзбурга – Ландау, но с дополнительными неравновесными членами. При $\tau_E >> \tau_{GL} =$ $= \pi \hbar/8k_B(T_c - T)$ было обнаружено два эффекта: i) время начального роста параметра порядка Δ в центре проскальзывания фазы (ЦПФ) пропорционально т_{GL} и много меньше его времени уменьшения, пропорционального τ_E ; ii) в кольцах достаточно большого радиуса (в которых каждый ЦПФ уменьшает плотность тока на малую долю его первоначального значения) эффективный «нагрев» электронной подсистемы, возникающий изза роста Δ , приводит к возникновению большого количества последовательных скачков фазы параметра порядка.

Оба эффекта связаны с сильным влиянием нелокальных (во времени и пространстве) изменений f(E). Уменьшение во времени параметра порядка в коре ЦПФ приводит к "охлаждению" квазичастиц, находящихся на расстоянии меньшем $L_E = (D\tau_E)^{1/2}$ (*D* – коэффициент диффузии) возле центра проскальзывания фазы, а его рост - к их эффективному "нагреву". Из-за конечности времени изменения f(E), квазичастицы в коре ЦПФ остаются переохлажденными в течение конечного времени и после момента проскальзывания фазы (когда параметр порядка начинает расти), что приводит к более быстрому росту Д. При дальнейшем росте Δ функция распределения квазичастиц f(E) становится локально перегретой и это приводит к замедлению роста Δ и его изменению во времени на масштабе τ_{E} .

"Перегретые" квазичастицы с энергией $E > \Delta_{\text{max}} (\Delta_{\text{max}} - \text{максимальное значение параметра порядка около ЦПФ) могут диффундировать в окрестность ЦПФ, что приводит к их относительно быстрой первоначальной релаксации к равновесию на временных масштабах <math>\xi^2/D \sim \tau_{GL}$ (так как источник неравновесия – временные вариации параметра порядка – локализован на масштабе ξ). В дальнейшем релаксация происходит на масшта

бах τ_E – из-за расплывания в пространстве f(E) и невозможности диффузии квазичастиц с энергией $E < \Delta_{\text{max}}$.

Оба обнаруженных эффекта ведут к немонотонной зависимости количества скачков фазы (N_{PS}) от τ_E при фиксированном радиусе сверхпроводящего кольца (рис. 1), происходящих в условиях, когда плотность тока в кольце превысит плотность тока распаривания j_{dep} при некотором критическом магнитном поле Н_c. При этом было обнаружено, что в пределе $\tau_E >> \tau_{GL}$ количество скачков фазы параметра порядка не зависит от τ_{F} . Это связано с тем, что наибольший "нагрев" квазичастиц происходит на временном масштабе τ_{GL} (когда параметр порядка испытывает наибольшее изменение во времени). Поэтому и локальное уменьшение величины плотности тока распаривания *j*_{dep}, связанное с увеличением эффективной температуры квазичастиц T_{eff} и приводящее к возникновению последующих ЦПФ, оказывается слабо зависящим от τ_E .



Рис. 1. Зависимость количества проскальзываний фазы в сверхпроводящем кольце с периметром $S = 360\xi$ (T = 0) (радиус кольца R ~ 57 ξ (T = 0)) при T = 0.9 T_c и различных $\tau_E(\tau_0 = \hbar / \Delta_0, \Delta_0 = 1.76k_BT_c)$.

В работе было также обнаружено, что пространственное распределение параметра порядка имеет два симметричных локальных максимума вблизи ЦПФ, что является следствием диффузии неравновесных квазичастиц из области проскальзывания фазы (рис. 2).

Мы полагаем, что "нагрев" электронной подсистемы (связанный с изменением во времени параметра порядка, а не с джоулевым нагревом) также должен влиять на минимальный критический ток $j_{cl} \sim j_{dep}(T_{eff})$, при котором динамический процесс проскальзывания фазы может существовать в токонесущей проволоке. Основываясь на наших результатах для сверхпроводящих колец, мы ожидаем, что j_{cl} не должен зависеть (или иметь слабую зависимость) от τ_E в пределе $\tau_E >> \tau_{GL}$,



Рис. 2. Распределение параметра порядка вблизи центра проскальзывания фазы в моменты времени, когда локальный "нагрев" квазичастиц достигал максимального значения после соответственно первого, третьего и шестого проскальзывания фазы. Периметр кольца $S = 360\xi$ (T = 0).

и например, при температуре $T = 0.9T_c$ он может быть меньше, чем 0.55 j_{dep} (j_{dep} – плотность тока распаривания). Кроме того, для проволок с длиной $L < L_E = (D\tau_E)^{1/2}$ (D – коэффициент диффузии) граничные условия на ее концах могут влиять на величину тока j_{cl} . Если, например, на концах проволоки находятся туннельные переходы с плохой прозрачностью, диффузия неравновесных квазичастиц в берега будет сильно подавлена и это должно приводить к уменьшению тока j_{cl} по сравнению с длинной проволокой $L >> L_E$ (эффективный нагрев возрастает в этом случае).

Полученные результаты позволяют также понять увеличение критического тока в коротких $(L < L_E)$ сверхпроводящих нанопроволоках при приложении слабого магнитного поля, обнаруженное в нескольких недавних экспериментах [1– 3]. Магнитное поле подавляет параметр порядка в контактах/берегах, и это меняет условия для диффузии неравновесных квазичастиц (диффузия становится сильнее) из центра проскальзывания фазы, что приводит к уменьшению эффективного «нагрева» и к росту критического тока j_{cl} , при котором еще возможен динамический процесс проскальзывания фазы.

1. *Rogachev, A.* Influence of High Magnetic Fields on the Superconducting Transition of One-Dimensional Nb and MoGe Nanowires / A. Rogachev, T.-C. Wei, D. Pekker, A.T. Bollinger, P.M. Goldbart, A. Bezryadin // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 137001-1–137001-4.

2. *Tian, M.* Influence of a bulk superconducting environment on the superconductivity of one-dimensional zinc nanowires / M. Tian, N. Kumar, J.G. Wang, S.Y. Xu, M.H. W. Chan // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 014515-1–P. 014515-8.

3. *Chen, Yu.* Magnetic-Field-Induced Superconducting State in Zn Nanowires Driven in the Normal State by an Electric Current / Yu. Chen, S.D. Snyder, and A.M. Goldman // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103, P. 127002-1–127002-4.

Фазовая диаграмма вихревых состояний в мезоскопических сверхпроводниках

Д.А. Рыжов, И.А. Шерешевский, И.М. Нефёдов

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: ryzhov@ipm.sci-nnov.ru

Вихревые конфигурации в мезоскопических сверхпроводниках (с размерами несколько длин когерентности ξ) испытывают сильное влияние граничных эффектов. Помимо сил отталкивания в мезоскопическом сверхпроводнике на вихри действуют силы со стороны экранирующего тока, текущего вдоль границ образца, которые стремятся сдвинуть вихри в центр образца. В результате конкуренции этих сил расстояние между вихрями может быть существенно меньше расстояния между вихрями в массивном сверхпроводнике, находящемся в таком же внешнем магнитном поле. В достаточно сильных полях возможно даже образование многоквантовых вихрей с завихренностью больше единицы, которые не реализуются в массивных сверхпроводниках. Данная работа посвящена теоретическому анализу условий существования различных вихревых состояний в мезоскопических сверхпроводниках в зависимости от поперечного размера образца, температуры Т и величины внешнего магнитного поля Н.

Вариационный метод. В рамках теории Гинзбурга – Ландау пространственное распределение параметра порядка $\Psi(r)$ должно соответствовать минимуму функционала свободной энергии

$$F = \int_{S} \left[-|\Psi|^{2} + \frac{|\Psi|^{4}}{2} + \left| (\nabla - i\mathbf{A}) \Psi \right|^{2} \right]$$
(1)

Здесь использованы безразмерные единицы: единица длины – длина когерентности $\xi(T)$, магнитное поле измеряется в единицах $H_{c2}(T)$, параметр порядка нормирован на значение параметра порядка в отсутствие магнитного поля. Должно выполняться граничное условие

$$\mathbf{n}\left(\nabla - i\mathbf{A}\right)\Psi = 0\,,\tag{2}$$

где **n** – нормаль к границе сверхпроводника. В дальнейшем рассматриваются тонкие сверхпроводники, такие, что можно пренебречь зависимостью параметра порядка от координаты z (x, y лежат в плоскости сверхпроводника). Также размеры сверхпроводника предполагаются малыми по сравнению с глубиной проникновения магнитного поля и поэтому магнитное поле, направленное по оси z, считается однородным с векторным потенциалом A = [Hr]/2.

В работе использовался вариационный метод с пробной функцией вида

$$\Psi = \Delta_0 \psi = \Delta_0 \prod_{k=1}^{L} \psi_0(\mathbf{r} - \mathbf{a}_k) \left[1 - b(\mathbf{a})r^2 \right], \quad (3)$$

где *L* – полная завихренность образца (число вихрей), определяемая через циркуляцию градиента фазы параметра порядка вдоль границы образца

$$L = \oint_{\Gamma} \nabla(\arg \Psi) \, d\Gamma/(2\pi), \tag{4}$$

а функция $\psi_0(r-a)$ описывает вихрь, находящийся в точке r = a. При этом функция

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \frac{x + iy}{\sqrt{x^2 + y^2 + \xi_v^2}}$$
(5)

описывает распределение параметра порядка для вихря в бесконечном сверхпроводнике, а комплексный коэффициент b(a) выбирается так, чтобы функция (3) удовлетворяла условию (2).

После подстановки пробной функции (3) в функционал (1) и интегрирования мы получаем функционал, зависящий от переменных a_1, \ldots, a_L . Минимизация по Δ_0 позволяет записать функционал в виде

$$F = -\frac{\left\{\int_{S} \left[\left|\psi\right|^{2} - \left|\left(\nabla - i\mathbf{A}\right)\psi\right|^{2}\right] d^{2}\mathbf{r}\right\}^{2}}{\int_{S} |\Psi|^{4} d^{2}\mathbf{r}}.$$
 (6)

Определение вида вихревых решений достигается минимизацией функционала (6) по переменным a_1, \ldots, a_L . Существенно облегчить задачу помогает учёт симметрии образца и вихревых решений. Рассмотрим на примере состояния с двумя вихрями в сверхпроводнике круглой формы задачи о входе и выходе вихря и задачу о распаде двухквантового вихря на два отдельных одноквантовых вихря.

Вход вихря. Необходимо определить магнитное поле, при котором в сверхпроводник, где находится один вихрь, зайдёт второй вихрь. Пробная функция (3) с L = 2 берётся с $a_1 = 0$ (вихрь находится в центре сверхпроводника) и зависит только от переменной $a = |a_2|$. Входу вихря соответствует ситуация, когда второму вихрю выгодно с границы сверхпроводника сдвинуться вглубь образца. Таким образом, условие dF/da(a = R) = 0 даёт зависимость поля входа второго вихря от радиуса сверхпроводника.

Распад двухквантового вихря. Состояние с двумя вихрями характеризуется двумя векторами a_1 и $a_2 = -a_1$. При этом функционал зависит только от одной переменной $a = |a_1|$. Двухквантовый вихрь соответствует состоянию с a = 0. Когда это состояние перестанет соответствовать минимуму энергии, произойдёт распад двухквантового вихря. Условие $d^2F/da^2(a = 0) = 0$ даёт зависимость поля распада двухквантового вихря от радиуса сверхпроводника.

Выход вихря. Необходимо определить магнитное поле, при котором из сверхпроводника, где находятся два вихря, выйдет один вихрь. Состояние с двумя вихрями, имеющее координаты a_1 и $a_2 = -a_1$, должно стать энергетически невыгодным. То есть функционал, снова зависящий только от одной переменной $a = |a_1|$, не должен иметь минимума внутри сверхпроводника. Условие dF/da(a = R) = 0 даёт зависимость поля выхода одного из вихрей $H_{2\to 1}$ от радиуса сверхпроводника.

Предлагаемый вариационный метод позволяет существенно упростить задачу по определению вихревых решений по сравнению с численными методами, когда структура сверхпроводящего состояния находится либо из решения задачи уравнений Гинзбурга – Ландау на сетке, либо минимизацией функционала (1) с Ψ , представимой как разложение по собственным функциям. В ряде простейших случаев (малые значения *L*) удаётся получить и аналитические ответы.



Рис. 1. Фазовая диаграмма вихревых состояний с L < 5на плоскости *H-D*. Зависимости полей входа (выхода) вихрей от размера сверхпроводника изображены сплошными (штриховыми) линиями. Так же сплошными линиями изображены поля перехода в нормальное (N) состояние.

Заметим, что для заданного числа вихрей в образце свободная энергия, как функция координат вихрей, может быть построена феноменологическим образом. Так, для состояния с двумя вихрями, имеющими координаты (a_x, a_y) и $(-a_x, -a_y)$, в квадратном образце свободная энергия может быть записана в виде

$$F = F_0 - \alpha \left[a_x^2 + a_y^2 \right] + \frac{\beta_1}{2} \left[a_x^4 + a_y^4 \right] + \beta_2 a_x^2 a_y^2 \,. \tag{7}$$

Здесь α , β_1 и β_2 – коэффициенты, зависящие от *H* и D (размера квадрата). Причём, поскольку a ограничено размером образца, условие положительной определенности на свободную энергию (7) не накладывается. В такой системе могут существовать три состояния: (i) двухквантовый вихрь (при $\alpha < 0$), (ii) два вихря, ориентированные вдоль стороны образца (при $\beta_1 > 0$; $\beta_2 > 0$; $0 < \alpha < 2\beta_1 D^2$) и (ііі) два вихря, ориентированные вдоль диагонали образца. При этом распад двухквантового вихря происходит фазовым переходом второго рода (а плавно возрастает), а переориентация вихрей происходит фазовым переходом первого рода (а меняется скачком). Эти фазовые переходы можно наблюдать, например, с помощью сканирующего туннельного микроскопа, измеряя зависимость сверхпроводящей щели в фиксированной точке от магнитного поля (рис. 3). Зависимости полей входа (выхода) вихрей от размера квадрата D для состояний с L < 5 изображены на рис. 1, зависимость поля распада двухквантового вихря от D приведена на рис. 2. Полученные результаты были подтверждены с помощью численного решения уравнения Гинзбурга – Ландау в образцах квадратной формы.



Рис. 2. Фазовая диаграмма различных двухвихревых состояний (L = 2). Обозначения приведены в тексте. Также приведены линии перехода в состояния с одним (L = 1) и тремя (L = 3) вихрями. Сторона образца $D = 8\xi(T)$. На вставках схематически изображены типичные распределения щели для соответствующих состояний.

Было получено, что в мезоскопическом сверхпроводнике не могут существовать многоквантовые вихри с завихренностью больше трёх. Если учитывать эффект экранирования магнитного поля, то очевидно, что многоквантовые вихри будут существовать лишь в ещё более сильных полях, чем предсказанные в представленной работе.



Рис. 3. Зависимость квадрата модуля сверхпроводящей щели в фиксированной точке сверхпроводника квадратной формы [со стороной $D = 8\xi(T)$] от магнитного поля для состояния с двумя вихрями. Щель нормирована на значение щели в отсутствии поля.

Работа выполнена при поддержки РФФИ, программ РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и «Сильно коррелированные электроны в полупроводниках, металлах, сверхпроводниках и магнитных материалах».

Сверхпроводниковые джозефсоновские структуры с высокой линейностью преобразования магнитного сигнала в отклик напряжения

И.И. Соловьев¹, В.К. Корнев¹, Н.В. Кленов¹, О.А. Муханов², А.В. Шадрин³, Г.А. Овсянников³

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Ленинские горы, 1.
 ² НУРRES, Клиарбрук Роуд, Нью-Йорк, США.
 ³ ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11.
 e-mail: <u>isol@phys.msu.ru</u>

Многоэлементные структуры

Создание и совершенствование ниобиевой технологии производства сверхпроводниковых схем с плотностью критического тока джозефсоновских переходов 1 кА/см², 4,5 кА/см² [1] позволило реализовать сверхпроводниковые аналогоцифровые преобразователи (АЦП), работающие в частотных диапазонах 1–2, 5 и 7–12 ГГц, для которых были продемонстрированы предельно низкая шумовая температура, крайне высокая линейность и динамический диапазон до 60 дБ [2].

В настоящее время общая эффективность приемных систем на основе сверхпроводниковых цифровых устройств ограничивается антенной и следующим за ней низкошумящим усилителем, имеющим более высокую шумовую температуру, более низкую линейность и меньший динамический диапазон по сравнению со сверхпроводниковым АЦП. Широко используемые в низкочастотном диапазоне (до 10 МГц) сверхпроводниковые усилители на основе двухконтактных интерферометров - СКВИДов - могут быть легко интегрированы со сверхпроводниковым АЦП в один криогенный пакет. К сожалению, в настоящее время эти усилители не способны обеспечить требуемые характеристики в гигагерцовом диапазоне частот [3-4]. Несмотря на достаточно низкую шумовую температуру $T_n \sim 1...3$ К [3], одновременно низкая температура насыщения *T_{sat}* ~ 100...150 К [3, 4] приводит к слишком малому динамическому диапазону $D = T_{sat}/T_n$ СКВИД-усилителей (порядка 10...15 дБ) в отсутствие цепи следящей обратной связи. Аналогично линейность преобразования магнитного сигнала в напряжение составляет для таких систем порядка 20 дБ [5].

Линейность отклика напряжения джозефсоновской структуры на магнитный сигнал тесно связана с динамическим диапазоном, что требует одновременно оптимизировать обе эти характеристики. В настоящей работе найден оптимальный вид параллельной цепочки джозефсоновских переходов с переменной площадью ячеек (так называемого параллельного СКИФа), обеспечивающей вкупе с высоким динамическим диапазоном линейность отклика напряжения до 100 дБ: $a(x)/a_{\Sigma}$ $=1.2-0.48\sin^3(\pi x)$. Здесь a(x) – площадь ячейки, положение которой в цепочке определяется нормированной координатой x, a_{Σ} – полная площадь СКИФа. Столь высокая линейность достигается за счет дифференциального соединения двух параллельных одинаковых цепочек, смещенных магнитным потоком относительно друг друга. Конечная (ненулевая) величина связующих индуктивностей *l* между джозефсоновскими переходами в параллельной цепочке приводит к ограничению радиуса их взаимодействия. Мы провели численное моделирование поведения параллельной цепочки джозефсоновских переходов в присутствии



Рис. 1. *Слева* – принципиальная схема параллельно-последовательной структуры, состоящей из двух дифференциально соединенных цепочек параллельных СКИФов. Число переходов в СКИФе *N* определяется радиусом взаимодействия *N*_{eff} между элементами на джозефсоновской частоте, а число СКИФов в последовательной структур К определяется требованиями к величине динамического диапазона. *Справа* – измеренные отклики напряжения для двух последовательных цепочек параллельных СКИФов с оптимально подобранной структурой, причем цепочки смещены относительно друг друга постоянным магнитным потоком 26Ф. В центре – итоговый отклик дифференциальной структуры. Измерения проводились для дифференциальной структуры из двух последовательных цепочек из 58 параллельных СКИФов по 10 джозефсоновских переходов каждая, по оси абсцисс отложен ток в линии задания магнитного поля.

тепловых флуктуаций, чтобы вычислить величину этого радиуса в зависимости от частоты. Полученные оценки были использованы для поиска оптимального вида джозефсоновской структуры с высоколинейным откликом, состоящей из последовательного соединения требуемого числа параллельных СКИФ-структур (рис. 1, слева). На рис. 1, справа, представлены экспериментально измеренные отклики с высоколинейным участком для дифференциального соединения двух последовательных цепочек из 58 параллельных СКИ-Фов по 10 джозефсоновских переходов каждый.

Би-СКВИДы

Другим подходом к линеаризации функции преобразования магнитного сигнала в напряжение может быть использование метода внедрения фазовой нелинейности [6], недавно предложенного авторами. В качестве такой нелинейности используется джозефсоновский переход, шунтирующий геометрическую индуктивность СКВИДа своей индуктивностью $L_{I} = \Phi_0 (2\pi I_{c3} (1-i^2)^{1/2})^{-1}$, где ток i - 1нормированный ток через шунтирующий переход, I_{c3} – его же критический ток. Идея предложенного метода основана на попытке уйти от строгой пропорциональной зависимости между средней джозефсоновской разностной фазой интерферометра ψ и приложенным нормированным магнитным полем ф_{іп}. На первом этапе работы была найдена зависимость $\psi(\phi_{in})$, обеспечивающая максимальную линейность преобразования магнитного сигнала в напряжение в низкоиндуктивном интерферометре. А затем было показано, что требуемая зависимость $\psi(\phi_{in})$ характерна для одноконтактного интерферометра. Из решения этих задач и родилась концепция принципиально новой элементарной ячейки джозефсоновских структур с высоким динамическим диапазоном и высокой линейностью преобразования магнитного сигнала в отклик напряжения – концепция Би-СКВИДа, представляющего собой гальваническое соединение одноконтактного и двухконтактного интерферометров (рис. 2, а). Аналитическое решение уравнений, описывающих динамику такой системы посредством выделения в суммарной и разностной фазе медленной и малой быстрой частей,

подтвердило сделанные предположения о высокой линейности преобразования магнитного сигнала в напряжение в предложенном Би-СКВИДе. А численное моделирование позволило распространить сформулированную концепцию и на структуры с реалистичными параметрами индуктивностей и паразитных ёмкостей (рис. 2, б). Наконец, были изготовлены и исследованы одиночные Би-СКВИДы, цепочки таких новых высоколинейных джозефсоновских структур, СКИФы на основе Би-СКВИДов и прототипы электрически малых антенн. Полученные отклики напряжения на магнитный сигнал подтвердили адекватность предложенной концепции и открыли новые возможности на пути создания низкошумящих высокочувствительных детектирующих устройств, работающих в широком диапазоне частот.

Работы проводились при поддержке гранта CRDF RUP-05-1493 и ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 в рамках госконтракта 02.740.11.0229.

1. Yohannes, D. Characterization of HYPRES' 4.5 kA/cm² & 8 kA/cm² Nb/AlOx/Nb Fabrication Processes / D. Yohannes, S. Sarwana, S. K. Tolpygo, A. Sahu, Y. A. Polyakov, and V. K. Semenov // IEEE Trans. on Appl. Supercond., 2005. V. 15, №2. P. 90–93.

2. Mukhanov, O. A. Superconductor Analog-to-Digital Converters / O. A. Mukhanov, D. Gupta, A. M. Kadin, and V. K. Semenov // Proc. of the IEEE, 2004, V. 92, №10. P. 1564–1584.

3. Prokopenko, G. V. Dynamic Characteristics of Sband DC SQUID Amplifier / G.V. Prokopenko, S.V. Shitov, I.L. Lapitskaya, V.P. Koshelets and J. Mygind // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2003. V.13, №2. P. 1042–1045.

4. Prokopenko, G. V. A HTS X-Band DC SQUID Amplifier: Modelling and Development Concept / G.V. Prokopenko, S.V. Shitov, I.V. Borisenko and J. Mygind // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2003. V. 13, №2. P. 1046–1049.

5. *Mueck, M.* Harmonic distortion and intermodulation products in the microstrip amplifier based on a superconducting quantum interference device / *M. Mueck and J. Clarke* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78, №23. P. 3666–3668.

6. *Kornev, V.K.* Bi-SQUID – Novel Linearization Method for dc SQUID Voltage Response / V. K. Kornev, I. I. Soloviev, N. V. Klenov, and O. A. Mukhanov // Supercond. Sci. and Techn. 2009. V. 22. P. 114011-1-6.



Рис. 2. Принципиальная схема Би-СКВИДа (*a*). Отклики напряжения на магнитный сигнал обычного СКВИДа и предложенного Би-СКВИДа (штриховая и сплошная линии) (*б*). Измеренный отклик Би-СКВИДа с одинаковыми значениями криттоков всех трех джозефсоновских переходов *I_c* и нормированной индуктивностью *l* = 1.4 (*в*). Приложенный к Би-СКВИДу ток задания рабочей точки чуть больше критического тока всей системы 2*I_c*.

Флакс-флоу-генератор субмм-диапазона с антикоррелированным шумом по току смещения и магнитному полю

А.С. Соболев

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11/7, Москва. e-mail: sobolev@hitech.cplire.ru

Флакс-флоу-генератор (ФФГ) – это длинный туннельный СИС-переход с вязким потоком джозефсоновских вихрей. Внешнее магнитное поле проникает в переход в виде квантов магнитного потока, которые ускоряются током смещения I_B и, дойдя до противоположного края, излучают электромагнитную волну. ФФГ является генератором гетеродина в сверхпроводниковом интегральном приёмнике (СИП), используемом для спектрального изучения атмосферы в диапазоне 500-650 ГГц в рамках проектов экологического мониторинга [1]. Для спектральных измерений аналитических линий газов при помоши СИП генератор гетеродина синхронизируется по фазе с определенной гармоникой опорного синтезатора. Доля синхронизованной мощности, т. н. спектральное качество, определяется широкополосностью системы ФАПЧ и автономной шириной линии излучения $\Phi\Phi\Gamma$ Δf [2]. Несинхронизованная часть мощности определяет уровень фазовых шумов гетеродина и вносит дополнительную ошибку при спектральных измерениях. Таким образом, Δf – важный параметр для использования СИП в качестве субмм-спектрометра, минимизация которого и является целью данной работы.

Постоянное напряжение ФФГ и, следовательно, его рабочая частота независимо управляются диссипативным током смещения I_в и внешними магнитными полями H_{in} и H_{out} на противоположных краях ФФГ. Фундаментальные широкополосные шумы тока смещения I_B, протекающего через джозефсоновский барьер, преобразуются во флуктуации напряжения через дифференциальное сопротивление Rd. Мы разработали и экспериментально проверили метод подавления флуктуаций напряжения с помощью переноса шума тока смещения в антикоррелированный шум магнитного поля. Эксперимент проводился с Nb/AlN/Nb ФФГ, снабженных специально разработанной шунтирующей структурой на конце перехода, через который входят кванты магнитного поля.

Экспериментальное изучение ФФГ [3, 4] показало, что автономная ширина линии излучения Δf может быть описана формулой (1), содержащей дифференциальные сопротивления по току смещения $Rd = \partial V/\partial I_B$ и току линии управления $Rd_{CL} = \partial V/\partial I_{CL}$:

$$\Delta f = 2\pi e \left(\frac{1}{\Phi_0}\right)^2 \left(Rd + K \cdot Rd_{CL}\right)^2 \cdot \left[I_{Q^p} \coth \frac{eV}{2k_B T} + 2I_S \coth \frac{eV}{k_B T}\right] \cdot (1)$$

Спектральная плотность токовых флуктуаций представляет нелинейную суперпозицию теплового и дробового шумов, I_{QP} и I_S – квазичастичная и сверхпроводящая компоненты тока I_B соответст-

венно, K – подстроечный параметр, зависящий в основном от геометрии ФФГ. При малых плотностях критического тока K=0 [5, 6], и (1) совпадает с формулой для сосредоточенного перехода. Напряжение ФФГ является функцией I_B и магнитных полей $H_{in} = \alpha_1 I_{CL1}$ и $H_{out} = \alpha_2 I_{CL2}$ на входном и излучающем концах ФФГ соответственно:

$$V = V (I_B, H_{in}, H_{out}).$$
⁽²⁾

Параметры α_1 и α_2 определяются топологией ФФГ и имеют смысл индуктивностей. Бездиссипативные токи I_{CL1} и I_{CL2} текут вдоль перехода в нижнем электроде и для ФФГ с поперечным смещением $I_{CL1} = I_{CL2} = I_{CL}$ [5, 6].



Рис. 1. Эквивалентная схема ФФГ с RL-шунтом

В соответствии со схемой Ланжевена эквивалентная схема ФФГ с RL-шунтом вблизи входного края содержит источник токового шума, включённый параллельно туннельному барьеру перехода, который формирует ФФГ (рис. 1). Низкочастотный токовый шум считается пространственно коррелированным, когда все источники шумового тока от элементарных частей ФФГ можно представить одним источником, причём часть шумового тока перехода отводится во внешнюю шунтирующую структуру. Когда такой шунт с индуктивностью α_{sh} расположен вблизи входного края, шумовой ток создаёт магнитное поле, антикоррелированное с током смещения, что уменьшает амплитуду флуктуаций напряжения $\overline{V}_{JJ}(\omega)$. Для этого конструкция шунта должна быть такой, чтобы увеличение напряжения при росте I_B компенсировалось шунтом, чей ток I_{sh} уменьшает H_{in} :

$$H_{in} = \alpha_I I_{CL} - \alpha_{sh} I_{sh}.$$
 (3)
Шумовой ток \bar{I}_{II} разделяется на ток \bar{I}_{III} , те-

кущий через туннельный барьер, и ток \bar{I}_{JJ2} через шунт. Сам шунт можно представить в виде резистора R_{sh} , последовательно соединенного с индуктивностью L_{sh} . Шунт имеет второй источник шумового тока, генерирующий шумовой ток I_{sh} . Протекая через ФФГ, I_{sh} создаёт дополнительный

вклад $S_{V_sh}(\omega)$ в спектральную плотность напряжения перехода. Таким образом, спектральная плотность шумов напряжения $S_{V_FFO_shunted}(\omega)$ для $\Phi\Phi\Gamma$ с шунтом складывается из двух слагаемых:

$$S_{V_FFO_shunted}(\omega) = \left|\overline{V}_{JJ}(\omega)\right|^2 + S_{V_sh}(\omega)$$
(4)

Амплитуда флуктуаций напряжения $\Phi\Phi\Gamma$, обусловленная флуктуациями тока I_B ,

$$\overline{V}_{JJ}(\omega) = \left(Rd \cdot X_1 - \frac{A\alpha_{sh}Rd^{CL}}{A\alpha_1 + \alpha_2}X_2\right) \left(\frac{eI_B}{2\pi} \operatorname{coth}\left(\frac{eV}{2kT}\right)\right)^{1/2} (5)$$

где

$$X_{1} = \frac{(i\omega L_{sh} + R_{sh})(i\omega C_{JJ}Rd + 1)}{Rd + (i\omega L_{sh} + R_{sh})(i\omega C_{JJ}Rd + 1)},$$
(6)

$$X_{2} = \frac{Rd}{Rd + (i\omega L_{sh} + R_{sh})(i\omega C_{JJ}Rd + 1)},$$
(7)

 C_{JJ} – полная емкость ФФГ. Параметр A показывает, насколько входной край перехода более чувствителен к флуктуациям магнитного поля, чем излучающий:

$$A = \frac{\partial V}{\partial H_{in}} \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial H_{out}}\right)^{-1}.$$
(8)

В [6] было экспериментально измерено значение A = 3.17 для типичной конфигурации электродов перехода.

Вклад в интенсивность флуктуаций ФФГ, обусловленный шумовым током шунта

$$S_{V_{sh}}(\omega) = \frac{4\pi \cdot kT}{R_{sh}} \left(\frac{Rd \cdot R_{sh} \cdot (i\omega C_{JJ}Rd + 1)}{Rd + (R_{sh} + i\omega L_{sh}) \cdot (i\omega C_{JJ}Rd + 1)} \right)^2 \cdot (9)$$

Спектральная плотность шумов напряжения ФФГ без шунта при малой плотности критического тока определяется формулой [5]

$$S_{V_{-}FFO} = Rd^2 \frac{eI_B}{2\pi} \operatorname{coth}\left(\frac{eV}{2kT}\right).$$
(10)

Эффективность работы шунта с точки зрения подавления флуктуаций напряжения ФФГ можно выразить при помощи отношения спектральных плотностей, вычисленных по формулам (4) и (9):

$$G_N = \frac{S_{V_FFO_shunted}}{S_{V_FFO}} \,. \tag{11}$$

Получившийся коэффициент усиления шума может быть получен из измерений Δf для обыкновенных и шунтированных ФФГ.

Был спроектирован шунт с $R_{sh} = 0.02$ Ом, $\alpha_I = 200$, $\alpha_2 = 150$, $\alpha_{sh} = 160$ *а.и.* На рис. 2, *а* представлены экспериментальные зависимости Δf для ФФГ с RL-шунтом и без него. Ширина линии ФФГ с RL-шунтом для создания шумовой корреляции почти не зависит от частоты, в то время как ширина линии генерации обычного ФФГ повторяет зависимость Rd (V). На рис. 2, δ показан измеренный и расчетный коэффициент усиления шума G_N . Отклонения от расчета могут быть обусловлены тем, что часть постоянного тока I_B , текущая через шунт, приводит к уменьшению поля H_{in} , что приводит к изменению Rd шунтированного ФФГ.

Таким образом, экспериментально показано, что RL-шунт может создавать шум магнитного поля, антикоррелированный с шумом тока смещения ФФГ и уменьшить амплитуду флуктуаций напряжения. Этот метод является весьма перспективным для ФФГ с двумя электродами из NbN, которые могут работать на частотах более 1 ТГц, но имеют большие СВЧ-потери в электродах и, следовательно, более интенсивные флуктуации тока смещения.

Работа поддержана проектами РФФИ № 09-02-00246 и 09-02-12172-офи_м, 09-02-00491, грантом Президента МК-797.2009.2.

1. Koshelets V., Ermakov A., Filippenko L., Khudchenko A., Kiselev O., Sobolev A., Torgashin M., Yagoubov A., Hoogeveen R. and Wild W. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2007. 17, 336–42.

2. Koshelets V., Shitov S., Ermakov S., Koryukin O., Filippenko L., Khudchenko A., Torgashin M., Yagoubov A., Hoogeveen R., Pylypenko O. //IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2005. **15**, 960–63.

3. Koshelets V., Ermakov A., Sobolev A., Baryshev A., Wesselius P., and Mygind J. // Supercond. Sci. Tech. 2001. 14, 1041–45.

4. Pankratov A., Phys. Rev. B. 2002. 65, 054.

5. Mygind J., Koshelets V., Samuelsen M. and Sobolev

A. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2005. 15(2) 968–71.
6. Sobolev A., Mygind J., Koshelets V. // J. of Phys. Conf. Ser. 2008. 97 012291.





Рис. 2. Зависимость от напряжения (*a*) ширины автономной линии для обычного и шунтированного ΦΦΓ (*б*), рассчитанного и измеренного коэффициента усиления шума

Optimal fast readout of a phase qubit states

A.L. Pankratov¹, A.S. Gavrilov²

¹ Institute for Physics of Microstructures of RAS, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

² ASGAP NNSU, Bolshaya Pecherskaya str., 31/9, Nizhny Novgorod, 603950, Russia.

e-mail: alp@ipm.sci-nnov.ru

In the past decade considerable progress has been achieved in the development of various circuits for quantum computation [1]. Different sources of decoherence is, however, the main factor limiting practical utilization of the complex networks of quantum bits [1-5]. Recently, it has been demonstrated that the coherent Rabi oscillations remain nearly unaffected by thermal fluctuations up to temperatures of 1 K [6] (i.e., until the energy of thermal fluctuations kT becomes comparable with the energy level spacing $\hbar\omega$ of the qubit), so without degrading the already achieved coherence times, phase qubits can be operated at temperatures much higher than those reported so far. This may signal that relatively large readout errors of practical devices [2] can be attributed to nonoptimal readout of the qubits rather than quantum and thermal fluctuations. To speed up the readout, the fast single pulse readout (FSPR) technique has been realized and tested [2-4]. An example of a shallow potential well with two energy levels $|0\rangle$ and $|1\rangle$ is presented in the inset of Fig. 1. The basic idea of the FSPR is to apply the readout pulse in such a way, that, while it is on, the system will tunnel from state $|1\rangle$ through the barrier with a probability close to unity, whereas from the state $|0\rangle$ it will tunnel with a probability close to zero. The effect of the shape and duration of the pulse on different error probabilities has been studied in Ref. [5]. As has been understood [5], the main source of error during the qubit readout is due to incomplete discrimination between the two quantum states, |0> and |1>. It is claimed that the quality of tunneling discrimination largely depends on the measurement pulse amplitude, with the error decreasing for longer measurement pulses and at larger Γ_1/Γ_0 ratio (where Γ_0 and Γ_1 are tunneling rates from the states $|0\rangle$ and $|1\rangle$, respectively). However, at finite temperatures longer readout will obviously lead to larger readout errors, since thermal activation over the barrier becomes possible. The main goal of the report is to analyze the opportunity to use very fast readout of order 1 ns with acceptably high fidelities to make the readout time much smaller than the qubit coherence time.

Recently, in the classical systems subjected to noise and pulsed or periodic driving, such as Josephson junctions [7, 8], it has been demonstrated that at a fixed value of the driving amplitude there exists an optimal pulse duration, which minimizes the noiseinduced errors. It is intriguing to understand, if the effect discovered for classical systems with noise [7, 8], would be realized in a purely quantum system, e.g. as the example of a qubit described in [5]. It is known, that the Fokker–Planck equation for an overdamped Brownian particle subjected to noise by simple change of variables and change to imaginary time, can be transferred to the Schroedinger equation for a quantum particle. However, until now the results of Ref. [7, 8] were not generalized for a purely quantum system, governed by the Schroedinger equation. In the present report we demonstrate, that the readout error of a quantum two state system, subjected to a pulse driving, also has a minimum as function of the pulse duration, as it was previously observed for classical systems with noise [7, 8]. The application of this effect for qubits allows to decrease the readout time, making it much smaller than the qubit coherence time, and, therefore, improving the overall fidelity of the system.



Fig. 1. The profile of a bistable potential. Dashed curve – the original potential, solid curve – the potential with enlarged deep well to simulate the effect of damping. The inset: the enlargement of a shallow potential well.

Let us consider the example of a flux-biased phase qubit [5], which is described by the following potential $V(x,t) = E_J\{(x-\varphi(t))^2/2\ell - \cos(x)\}$, see Fig. 1, dashed curve. Here $E_J = I_C \hbar / 2e$ is the Josephson energy, x is the Josephson phase, e is the electron charge, and \hbar is the Planck constant. For the qubit we take the same parameters as in [5]: the critical current $I_C=1.7\mu A$, the inductance of the ring L=0.72nH and the capacitance C=700fF, thus $\ell = 2eI_C L/\hbar = 3.71, 2e^2/\hbar C = 0.69 \cdot 10^9 \text{ Hz}, E_J/\hbar = I_C/2e =$ = $5.31 \cdot 10^{12}$ Hz, so it is convenient to introduce the "inverse capacitance" $D=2e^2/\hbar C \cdot 10^{-9}$ and express the time in nanoseconds. The dimensionless external magnetic flux $\varphi(t)$ consists of two components: the dc component a₀, whose adjustment changes the depth of the shallow well, and the driving readout pulse: $\varphi(t)=2\pi(a_0+Af(t))$, where A is the pulse amplitude, and f(t) is $\sin(\pi t/t_p)$. We note that t_p is defined as the full width of the pulse at zero level, rather than the full width at half maximum [2]. The shift of a potential barrier $a_0=0.81$ is chosen such as to allow the six levels to be present in a shallow potential well, see [5]. The pulse with the amplitude $A \approx 0.035$ leads to lowering of the potential barrier so that only two levels will remain. Let us study the readout error N, which is the sum of two probabilities, P_{10} not to tunnel during the pulse action from the state |1>, and P_{01} to tunnel from the state |0> (i.e. $N=P_{10}+P_{01}$, while the fidelity F=1-N).

The Schroedinger equation for the wave function $\Psi(x,t)$ has the following form:

$$i\frac{\partial\Psi(x,t)}{\partial t} = -\frac{2e^2}{\hbar C}\frac{\partial^2\Psi(x,t)}{\partial x^2} + \frac{V(x,t)}{\hbar}\Psi(x,t).$$
 (1)

The boundary conditions $\Psi(c,t) = \Psi(d,t) = 0$ at the points c and d are taken far away from the shallow potential well and do not affect the tunneling process. To prevent the repopulation error [5], which arises due to the absence of damping in our model, let us introduce effective damping in the following manner. Since we are interested in the process of tunneling from the shallow potential well only, let the potential at the bottom of the deep well does not grow up, but spreads to the right really far away, see Fig. 1, solid curve. In particular, we have taken c=-3, d=797, while the left minimum is located at $x_1 \approx 1.4$, and the right one at $x_2 \approx 6$. Numerical solution of Eq. (1) has been performed on the basis of implicit finitedifference Crank-Nicholson scheme. The values of discretization steps are $\Delta x = 0.01$, $\Delta t = 10^{-4}$ ns, further decrease of the steps did not change the results.



Fig. 2. The readout error N versus the pulse width t_p

The readout error N versus the pulse width t_p for the sinusoidal pulse is presented in Fig. 2 for different values of the pulse amplitude A. One can see that N has a strongly pronounced minimum, and with an increase of A this minimum shifts to smaller tunneling times, thus speeding up the readout, but the minimal value of the error N increases, so one should find a compromise between the error and the speed. However, in the range of small amplitudes N increases insignificantly (compare the curves for A=0.03, A=0.032 and A=0.034), and for the parameters in question the amplitude A=0.034 can be chosen as a compromise value, leading to fast readout with a high fidelity F=0.94.

Adjusting the depth of a shallow potential well the readout error can be decreased further. If this well is deep enough, there are many levels inside, and while both Γ_1 and Γ_0 are small, their values are close to each other, which complicates discrimination between the states $|0\rangle$ and $|1\rangle$. If the well is too shallow, the tunneling from the state |1> may occur even without the driving pulse, and the discrimination between the states, again, will be pure. Therefore, there must be some optimal depth of the well, leading to the minimal readout error. The depth of the well can be adjusted either by variation of the constant magnetic field component a_0 , or by variation of the capacitance C of the Josephson junction. The latter case is illustrated in Fig. 3, where the readout error N is presented for different amplitudes and values of the inverse capacitance $D=2e^2/\hbar C \cdot 10^{-9}$ in such a way that the minimum of N remains in approximately the same region of pulse duration $t_p \approx 12$ ns. Fixing t_p , from the main part of Fig. 3 one can extract the values of N and plot them as a function of D, as it is done in the inset of Fig. 3, the curve with circles. The readout error N(D) demonstrates a pronounced minimum, leading to the fidelity F=0.965. The same procedure can be performed for $t_p = 2$ ns (see the curve with diamonds in the inset) leading to $F \approx 0.94$. The location of the minimum of N(D) corresponds to some value between three or two energy levels inside the shallow potential well.



Fig. 3. The readout error *N* versus the pulse width t_p for different amplitudes and inverse capacitances *D*. Inset: the readout error *N*(*D*) for the pulse duration t_p =12ns (circles) and t_p =2ns (diamonds).

In conclusion, we have demonstrated that by choosing the optimal pulse duration the readout error of a phase qubit can be minimized. Further decrease of the readout error can be achieved by variation of the depth of a shallow potential well. The work was supported by RFBR (projects 09-02-00491 and 08-02-97033).

1. Martinis J.M., Quantum. Inf. Process. 8, 81 (2009).

2. Cooper K.B., Steffen M., McDermott R., Simmonds R.W., Oh S., Hite D.A., Pappas D.P., and Martinis J.M., Phys. Rev. Lett. **93**, 180401 (2004).

3. Astafiev O., Pashkin Yu.A., Nakamura Y., Yamamoto T., and Tsai J.S., Phys. Rev. Lett. **93**, 267007 (2004).

4. Lisenfeld J., Lukashenko A. and Ustinov A.V., Proceedings of the International Symposium Mesoscopic Superconductivity and Spintronics (2006), p. 65.

5. Zhang Q., Kofman A.G., Martinis J.M., and Korotkov A.N., Phys. Rev. B. 74, 214518 (2006).

6. Lisenfeld J., Lukashenko A., Ansmann M., Martinis J.M., and Ustinov A.V., Phys. Rev. Lett. **99**, 170504 (2007).

7. Pankratov A.L. and Spagnolo B., Phys. Rev. Lett. 93, 177001 (2004).

8. Gordeeva A.V. and Pankratov A.L., Appl. Phys. Lett. 88, 022505 (2006).

Выращивание структур ТГц-ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии

Ю.Г. Садофьев

Trion Technology, 1025 52nd Street, Tempe, AZ 85281, USA. e-mail: <u>sadofyev@hotmail.com</u>

Твердотельные источники излучения терагерцового диапазона частот привлекательны для исследования молекулярных колебаний, спектроскопии, регистрации изображений, медицины и связи. Использование квантовых каскадных лазеров (ТГц-ККЛ) для получения ТГц-излучения представляется одним из возможных путей достижения желаемых результатов. Для выращивания ТГц-ККЛ используют метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Толщина квантово-размерной части структур составляет обычно 10 мкм, минимальная толщина барьерных слоев близка к 2 нм, а количество интерфейсов в структуре превышает 1000. Допускаются отклонения от заданных параметров слоев в пределах не более ±1%.

Указанные выше особенности предъявляют специфические требования к оборудованию для МПЭ, включая долговременную стабильность заданных плотностей молекулярных пучков, надежность и быстроту срабатывания заслонок, минимально возможную реакцию молекулярных пучков на открытие и закрытие заслонок, высокую скорость вращения подложки при проведении эпитаксиального процесса. Специфика объекта требует разработки надежной системы предварительных калибровок скоростей роста эпитаксиальных слоев с погрешностью в десятые доли процента и определения периодичности повторных калибровок.

Мы исследовали ТГц-ККЛ на основе гетероперехода GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с быстрым опустошением нижнего рабочего состояния лазера за счет резонансной релаксации с испусканием оптического фонона в квантовой яме (КЯ) инжектора. Использовались конфигурации структур с каскадами, состоящими из четырех [1], трех [2] и двух [3] КЯ. В каскаде с четырьмя КЯ две ответственны за формирование верхнего и нижнего рабочих состояний прибора и две КЯ формируют составной инжектор. В трехямной структуре единственная КЯ выполняет функцию инжектора. В двухямной структуре одна из КЯ формирует верхнее рабочее состояние, а возбужденное состояние КЯ инжектора, отделенное на величину энергии оптического фонона от основного состояния размерного квантования этой ямы, выполняет одновременно функцию нижнего рабочего состояния прибора.

Эпитаксиальные структуры получали на установке EPINEAT фирмы Riber, предназначенной для выращивания слоев на подложках диаметром до 102 мм. Для калибровки заданных скоростей роста арсенидов галлия выращивали специально разработанную структуру двойного брегговского рефлектора (ДБР) с 1λ кавити, рассчитанную на длину волны 900 нм. Сопоставление экспериментально полученного спектра отражения данной структуры с рассчитанным теоретически позволяет методом подбора поправочных коэффициентов извлечь значения толщин слоев AlAs и GaAs (и

скоростей роста указанных материалов) с точностью, достаточной для выращивания ТГц-ККЛ. Кроме того, полезным является и измерение спектра фотолюминесценции (ФЛ) указанных структур. При неизменных условиях возбуждения ФЛ оно позволяет отслеживать динамику изменения оптического качества эпитаксиальных слоев при последовательном проведении серии ростовых процессов.



Рис. 1. Характер изменения температур источников галлия и алюминия, необходимых для обеспечения заданных скоростей роста, в серии последовательно проведенных ростовых процессов.

По мере испарения материалов из тиглей плотность их потоков должна изменяться. Для установления характера изменения плотностей молекулярных пучков галлия и алюминия от роста к росту мы выращивали упомянутую выше калибровочную ДБР-структуру перед каждым образцом ТГц-ККЛ в серии из 14 таких образцов. На рис. 1 приведены температуры источников алюминия и галлия, необходимые для обеспечения заданных скоростей роста AlAs и GaAs, извлеченные из анализа спектров отражения ДБР. Как следует из рис. 1, поведение источника галлия невозможно предсказать наперед, по крайней мере для используемой нами конструкции тигля из пиролитически осажденного графита с сечением цилиндрической формы. Поток алюминия более стабилен, т.к. расход алюминия примерно в 6 раз меньше расхода галлия. Из-за непредсказуемости изменения плотностей молекулярных потоков от роста к росту калибровка с помощью ДБР-структур проводилась перед выращиванием каждого образца ТГц-ККЛ и в дальнейших экспериментах. Это позволило достичь 100%-го выхода годных структур ТГц-ККЛ.

После выращивания структур ТГц-ККЛ были измерены спектры рентгеновской дифракции высокого разрешения этих структур. Пример полученного спектра приведен на рис. 2. Спектр содержит серию узких линий сателлитов, из взаимного положения которых может быть извлечена информация о суммарной толщине периода квантово-размерной части образца, ответственного за их возникновение. Кроме того, было обнаружено, что информация о суммарной толщине квантоворазмерной части структур (и о толщине каждого

каскада при известном их количестве) может быть извлечена и из спектра оптического отражения. Он выглядит как серия осцилляций с монотонно изменяющимся интервалом между ними (рис. 3). Последнее обусловлено дисперсией коэффициентов преломления материалов КЯ и барьеров. Величина апериоличности осцилляций в приведенном на рис. З диапазоне длин волн вдвое превышает значение, вытекающее из величин изменений коэффициентов преломления массивных образцов арсенида галлия и AlGaAs с молярной долей алюминия x = 0.15. Возможно, что наличие в каскаде нескольких КЯ различной ширины и барьеров различной толщины приводит к тому, что данная структура воспринимается как вариант сверхрешетки с нарушенной периодичностью. В подобных структурах наблюдается [4] существенное изменение параметров дисперсии по отношению к ненарушенным структурам. Значение периода осцилляций (105.3 см⁻¹, см. рис. 3), усредненное на несколько (10 в данном случае) интервалов между осцилляциями, хорошо коррелирует с данными рентгеновской дифрактометрии.



Рис. 2. Спектр рентгеновской дифракции высокого разрешения ТГц-ККЛ-структуры, предназначенной для работы на частоте 4.6 ТГц. Количество КЯ в каскаде – 4, количество каскадов – 183.



Рис. 3. Спектр отражения одной из ТГц-ККЛ-структур. На рисунке приведено усредненное на 10 интервалов значение периода осцилляций (в волновых числах).

Полезная информация о воспроизводимости роста и оптическом качестве выращенных образцов может быть извлечена из анализа спектров межзонной фотолюминесценции (ФЛ), измеренных при комнатной температуре в отсутствие внешнего электрического поля, т.е. в нерезонансных условиях. Типичный вид спектра ФЛ приведен на рис. 4 для дизайна, включающего 4 КЯ, и используемого для генерации излучения с длиной волны 65 мкм. Толщины 8 слоев каскада (в нм) составляют **4.8**/8.19/**1.7**/6.78/**3.96**/16.39/**3.39**/9.04/. Барьерные слои выделены жирным шрифтом. Наиболее интенсивная линия спектра в спектре ФЛ обусловлена оптическими переходами между основными состояниями размерного квантования электронов и тяжелых дырок в наиболее широкой КЯ (16.39 нм), являющейся одной из КЯ инжектора. Вторая КЯ инжектора шириной 9.04 нм проявляется как плечо на коротковолновой ветви основного пика. Кроме того, в длинноволновой части спектра имеется слабый сигнал от контактного слоя арсенида галлия. Стабильность энергетического положения пиков КЯ при выращивании серии однотипных структур является признаком воспроизводимости технологии их получения, а интенсивность сигнала фотолюминесценции дает информацию об оптическом качестве структуры для межзонных переходов. Последнее связано непрямым образом с интенсивностью межподзонных переходов в рабочих режимах приборов. Более детальная информация о качестве исследуемых объектов может быть извлечена из низкотемпературных спектров люминесценции.



Рис. 4. Спектры фотолюминесценции ТГц-ККЛструктур, выращенных при температурах подложки в интервале 470 – 660 °С. Спектры измерены при комнатной температуре. Каскад структуры включает 4 КЯ. Структура предназначена для изготовления приборов, работающих на частоте 4.6 ТГц.

Вид спектра ФЛ остается, за исключением некоторых нюансов, качественно подобным для структур с 4 КЯ, предназначенных для генерации иных частот, а также и для структур, основанных на 3 или 2 КЯ. Изменяются положение линий на шкале длин волн и энергетический зазор между основным пиком и плечом. Сопоставление экспериментальных данных об энергетическом положении линий ФЛ с расчетными значениями, полученными в предположении отсутствия внешнего электрического поля, позволяет оценить точность, с которой выдержаны заданные параметры квантовых ям и барьеров.

1. Williams, B.S., Kumar, S., Hu. Q., Reno, J.L. Highpower terahertz quantum-cascade lasers //Electronics Letters, 2006. V. 42, No. 2. P. 89–90.

2. Luo, H., Laframboise, S.R., Wasilewski, Z.R., Aers, G.C., Liu, H.C. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module. //Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. 041112.

3. *Kumar, S., Chan, C.W.I., Hu, Q., Reno, J.* /Two-well terahertz quantum-cascade laser with direct intrawell phonon depopulation //Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. 141110.

4. Marsh, J.H. /Quantum well intermixing //Semicond. Sci. Technol. 1993. V. 8. P. 1136–1155.

InGaAs/AlAsSb quantum cascade lasers operating in the 3–4 µm wavelength range

D.G. Revin¹, J.P. Commin¹, S.Y. Zhang², K. Kennedy², A.B. Krysa², M. Hopkinson², J.W. Cockburn¹

¹ Department of Physics and Astronomy, University of Sheffield, Sheffield S3 7RH, United Kingdom.
² EPSRC National Centre for III–V Technologies, University of Sheffield, Sheffield S1 3JD, United Kingdom. e-mail: d.revin@sheffield.ac.uk

The 3–4 μ m wavelength range is of key technological importance for a wide range of applications. As a consequence of the strong fundamental C-H stretch mode that occurs at around 3.3 μ m, the detection of many important hydrocarbon species has maximum sensitivity (potentially ~ parts per trillion) in this range. This leads to many important applications in various areas, for example, clinical diagnostics, process monitoring and remote detection of oil and gas deposits. This short wavelength infrared region is also of interest for several defense and security applications as well as free-space "last mile" telecommunications.

However, this wavelength range has proved to be very difficult to access with either interband or intersubband quantum cascade laser (QCL) technology. Although progress continues to be made in extending the emission wavelengths of interband lasers, there remains enormous interest in the development of QCL sources in this wavelength range. QCLs potentially provide much better laser characteristics such as higher average or CW optical power, narrower linewidth, greater wavelength agility and higher temperature operation. The unsuitability of the "conventional" InGaAs/AlInAs materials system for high performance OCL sources in this short wavelength range has led to significant interest in new QCL materials with very high conduction band offsets (ΔE_c) based on III-V antimonides such as InAs/AlSb/InAs ($\Delta E_c \sim$ 2 eV) [1] and InGaAs/AlAsSb/InP ($\Delta E_c \leq 1.6$ eV) [2]. Very recently, significant progress has been made in the development of these "short wavelength" QCLs operating in the close vicinity of $\lambda \sim 3~\mu m.$ The In-GaAs/AlAsSb system is particularly interesting, since it provides both a very high ΔE_c that can comfortably accommodate the high energy intersubband transitions required, and lattice-matched compatibility with InP. This latter feature is extremely important as it greatly simplifies optical waveguide development and facilitates advanced device fabrication. Recent highlights of research on InGaAs/AlAs(Sb) QCLs have included strain compensated QCL growth, the shortest wavelength room temperature InP-based QCL operation at around 3.1 μ m [3] and novel high performance structures at $\lambda \sim 4.1 \ \mu m$ with selectively incorporated AlAs barriers in the active regions.

In this presentation we report high peak optical power, high wall plug efficiency, strain compensated InGaAs/AlAs(Sb)/InP QCLs operating at temperatures up to at least 400 K at wavelengths between 3.3 and $3.8 \mu m$.

Several QCL structures were studied with laser cores comprising 30 periods of active and injector regions in each case. The lasers were based on a bound to continuum active region design (Fig. 1). The QCL structures have In_{0.7}Ga_{0.3}As/AlAs_{0.83}Sb_{0.17} strain compensated composition, and are designed to operate at wavelengths of 3.1, 3.3, 3.4 and 3.5 μ m at low temperatures. The lasers have AlAs barriers in their active regions, with AlAsSb barriers being retained in the injectors. As shown previously [4], this approach results in dramatic improvement of the laser performance. The overall layer thicknesses, starting at the n⁺-InP substrate, are as follows: 0.2 µm low-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As lower spacer/ laser core region of about 1.5 μ m thick/ 0.2 μ m low-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As upper spacer / 2 µm low-doped InP cladding / 1 µm highly doped InP cladding/ metal contact. The core regions and spacer layers were grown by MBE; the InP top cladding layers were deposited by MOVPE.



Fig. 1. Calculated conduction band profile under applied bias of 125 kV/cm for two active regions and one injector of a $\lambda = 3.4 \ \mu m \ In_{0.7}Ga_{0.3}As/AlAs(Sb)$ QCL with vertical laser transition. The moduli squared of the relevant wave functions are shown. The laser transition is *E2-E1*.

Fabry-Perot (FP) QCLs were processed by dry etching into ridge structures 10, 20 and 30 μ m wide and up to 4 mm long, with high reflectivity (HR) SiO₂/Ti/Au rear facet coatings. Lasers were indium-soldered epilayer-up onto copper sub-mounts.

Single mode QCLs were produced from a selected wafer by incorporating an index-coupled buried distributed feedback (DFB) grating. Compared with metallic surface gratings, the buried grating has increased overlap with the optical mode and is expected to provide better laser performance. Four DFB gratings with different periods were fabricated into the various parts of upper InGaAs spacer layer of the $\lambda \sim 3.3 \,\mu m$ InGaAs/AlAs(Sb) QCL wafer which was later overgrown with InP cladding layers.

The output optical power has been measured from a single facet of an emitting laser by a calibrated thermopile detector with optics optimised to ensure maximum collection efficiency of the emitted light.

The FP lasers from all the wafers operate at temperatures of up to at least 400 K in the pulsed regime (duty cycle of 0.025 %). The observed emission wavelengths are in good agreement with the calculated values and continuously cover the range from 3.1 to 3.8 µm for various wafers and at different temperatures. The performance of the lasers is very comparable. The maximum peak optical power at 300 K for the 10 µm wide and 4 mm long lasers fabricated from different wafers is measured to be 3.5 W at $\lambda \sim$ 3.3 µm (Fig. 2), 4 W at $\lambda \sim$ 3.5 µm and 5 W at $\lambda \sim$ 3.6 µm with threshold current density of 3.5, 2.5 and 3.5 kA/cm², correspondingly.



Fig. 2. Light-current characteristics for the temperature range of 240 - 400 K for a HR coated $10 \ \mu m \times 4 \ mm In_{0.7}Ga_{0.3}As/AlAs(Sb)$ QCL. The inset shows FP laser spectra at 80 and 300 K.



Fig. 3. Light-current characteristics for the temperature range of 280–400 K and wall plug efficiency (η_{wpe}) at 300 K for a HR coated 30 μ m × 4 mm In_{0.7}Ga_{0.3}As/AlAs(Sb) QCL. The inset shows FP laser spectra at 300 and 400 K.

The peak optical power increases nearly linearly with ridge width for the 20 and 30 μ m wide devices.

For example, at 300 K, peak optical power of more than 17 W has been observed for the 30 μ m × 4 mm laser at $\lambda \sim 3.6 \mu$ m (Fig. 3) with maximum wall plug efficiency of 9.8 %. Furthermore, the characterization of the 10 μ m × 4 mm, $\lambda \sim 3.6 \mu$ m laser at the increased duty cycle of 2 % results in the *average* output optical power for this device being 53 mW (at 300 K and 10 kA/cm²).

Single mode emission at room temperature has been observed at all four intended wavelengths of $\lambda \sim 3.36$, 3.41, 3.45 and 3.49 µm (see Fig. 4) corresponding to the Bragg wavelengths of the gratings. A temperature tuning coefficient of ~0.24 nm/K has been measured for the 10 µm × 3 mm HR coated single mode laser emitting at $\lambda \sim 3.45$ µm in the 200 – 320 K range. The peak optical power of 400 mW has been observed at 300 K.



Fig. 4. The spectrum from a FP laser and the single mode spectra from four lasers with different grating periods fabricated from $\lambda \sim 3.3 \ \mu m \ln GaAs/AlAs(Sb) \ QCL \ wafer.$

The presented results demonstrate the very strong potential of InP-based QCLs for CW operation in the $3-4 \mu m$ range at temperatures suitable for their wide-spread use in spectroscopic applications.

1. Devenson, J. High temperature operation of $\lambda \sim$ 3.3 µm quantum cascade lasers / J. Devenson, O. Cathabard, R. Teissier, and A.N. Baranov // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 141106.

2. *Revin, D.G.* InGaAs/AlAsSb quantum cascade lasers / D.G. Revin, L.R. Wilson, E.A. Zibik, R.P. Green, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, and M. Hopkinson // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 3992.

3. Zhang, S.Y. $\lambda \sim 3.1 \ \mu m$ room temperature In-GaAs/AlAsSb/InP quantum cascade lasers / S.Y. Zhang, D.G. Revin, J.W. Cockburn, K. Kennedy, A.B. Krysa and M. Hopkinson // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 90. P. 031106.

4. *Revin*, *D.G.* Improved performance of $In_{0.6}Ga_{0.4}As/AlAs_{0.67}Sb_{0.33}/InP$ quantum cascade lasers by introduction of AlAs barriers in the laser active regions / D.G. Revin, J.W. Cockburn, M.J. Steer, R.J. Airey, M. Hopkinson, A.B. Krysa, L.R. Wilson, S. Menzel // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 051123.

Излучение и фотопроводимость в квантовых ямах GaAs/AlGaAs *n*-типа в терагерцовой области спектра: роль резонансных состояний

Д.А. Фирсов¹, В.А. Шалыгин¹, В.Ю. Паневин¹, Г.А. Мелентьев¹, А.Н. Софронов¹,

Л.Е. Воробьев¹, А.А. Андрианов², А.О. Захарьин², А.Е. Жуков³, В.С. Михрин⁴,

А.П. Васильев⁴, Л.В. Гавриленко⁵, В.И. Гавриленко⁵, А.В. Антонов⁵, В.Я. Алешкин⁵

¹ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург.

³ Академический физико-технологический университет РАН, С.-Петербург.

⁴ С.-Петербургский физико-технологический научно-образовательный центр РАН.

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

e-mail: dmfir@rphf.spbstu.ru

Источники терагерцового излучения могут быть созданы с использованием резонансных состояний мелких примесей в полупроводниках и наноструктурах. Примером может служить генерация излучения на переходах дырок между уровнями резонансных и локализованных состояний акцепторов в Ge [1], где резонансные состояния примеси возникают из-за расщепления подзон тяжелых и легких дырок при одноосном сжатии. Резонансные состояния мелких примесей существуют также и в квантовых ямах (КЯ) [2–4]. Переходы электронов между локализованными состояниями 1s и резонансными состояниями $2p_z$ доноров в КЯ проявляются в спектрах поглощения света терагерцового диапазона [5].

В настоящей работе представлены результаты исследования эмиссии терагерцового излучения и латеральной фотопроводимости в терагерцовой области спектра в легированных КЯ GaAs/AlGaAs, а также рассчитан энергетический спектр примесных состояний и матричные элементы оптических переходов с участием резонансных состояний для различных положений примесного центра относительно центра КЯ.

Структура для исследования эмиссии излучения содержала 200 КЯ GaAs шириной 30 нм, разделенных барьером $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ толщиной 7 нм. Слои толщиной 10 нм в центре КЯ легировались кремнием до уровня $1\cdot10^{17}$ см⁻³. Структура для исследования фотопроводимости содержала 50 КЯ GaAs/ $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. В ней центр легированного слоя шириной 4 нм с концентрацией примеси 7,5 $\cdot10^{16}$ см⁻³ был смещен от центра КЯ на 6 нм.

Методика получения спектров терагерцового излучения описана в работе [6]. Спектры фотопроводимости были исследованы с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Терагерцовое излучения от ртутной лампы проходило через фурье-спектрометр, направлялось в волновод и с помощью металлического конуса фокусировалось на образце. Перед образцом был установлен поляризатор. Образец и часть волновода погружались в сосуд Дьюара с жидким гелием, что позволяло исследовать спектры фотопроводимости при температуре 4,2 К. Свет в образец вводился через торец, скошенный под углом 45°. Такая геометрия эксперимента позволяет проводить исследования для света *s*- и *p*-поляризации (первая содержит *x*-компоненту поля волны, вторая – *y* и *z*-компоненты, ось *z* соответствует направлению роста структуры, направление оси *y* задается проекцией волнового вектора света на плоскость КЯ).

Исследования вольтамперных характеристик образцов при T = 4,2 К показали, что примесный пробой наблюдается в полях более 10 В/см. Терагерцовое излучение наблюдалось только в условиях примесного пробоя. Спектральные зависимости интенсивности излучения для нескольких напряженностей поля представлены на рис. 1, а. Видно, что для напряженности поля E = 34 B/см в спектре излучения доминирует линия с энергией кванта 13,6 мэВ. Рассчитанный энергетический спектр КЯ, схематически изображенный на рис. 1, б, показывает, что эта линия может быть связана с оптическими переходами горячих электронов из нижней подзоны размерного квантования на основное состояние примеси 1s. Слабые линии излучения с энергиями квантов 5,8 и 7,3 мэВ могут быть связаны с переходами электронов между локализованными состояниями примеси.



Рис. 1. Спектры излучения из структур с КЯ в продольном электрическом поле (a) и энергетическая диаграмма электронных состояний КЯ с учетом состояний примеси (δ). Энергия отсчитывается от дна КЯ GaAs.

С увеличением напряженности электрического поля основная линия излучения уширяется и сдвигается в область больших энергий кванта (см. рис. 1). Дополнительно появляются пики излучения вблизи энергий кванта 11,5 и 18,8 мэВ, которые могут быть связаны с переходами электронов из резонансного состояния $2p_z$ в локализованные состояния примеси 2s и 1s. Как отмечалось в рабо-

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург.

те [7], такие оптические переходы электронов из резонансного состояния можно использовать для создания лазера терагерцового диапазона.

Спектральные зависимости фототока для структуры со смещенной относительно центра КЯ областью легирования представлены на рис. 2.

В спектральной зависимости фототока при возбуждении светом *s*-поляризации присутствует широкий пик вблизи энергии фотона 9 мэВ, связанный с поглощением света на переходах из основного состояния примеси в первую подзону размерного квантования (1*s*-1). Положение этого



Рис. 2. Спектральные зависимости фототока при возбуждении поляризованным светом. Стрелками указаны расчетные значения энергий соответствующих переходов электронов для КЯ с симметричным легированным слоем.

пика близко к расчетному значению энергии перехода 1s-1 для КЯ с симметричным легированным слоем (8,8 мэВ). В спектральной зависимости фототока при возбуждении светом р-поляризации помимо пика 1s-1 обнаружен пик вблизи энергии 18,8 мэВ, связанный с поглощением света, поляризованного вдоль оси роста структуры. Спектральное положение и поляризационная зависимость этого пика указывают на то, что он может быть связан с переходами 1s-2pz. Наличие фототока в этой спектральной области, главным образом для света р-поляризации, объясняется тем, что волновая функция резонансного состояния 2p_z сформирована в основном волновыми функциями второй подзоны размерного квантования. При смещении легирующей примеси от центра КЯ нарушается симметрия КЯ и появляется малый вклад от других подзон, что приводит к слабому поглощению света s-поляризации. На рис. 3 представлены результаты расчета квадрата модуля матричного элемента дипольного перехода 1*s*-2*p*_z при поглощении света, поляризованного вдоль оси z. Расчеты выполнялись для двух различных положений б-легированного слоя мелких доноров относительно центра одиночной КЯ GaAs/AlGaAs. Сплошные линии на рис. 3 соответствуют смещению примеси на 8 нм от центра КЯ, прерывистые линии - смещению на 4 нм. Такие положения примеси соответствуют краям легированной области в образце для исследования фотопроводимости.



Рис. 3. Спектральные зависимости квадрата модуля матричного элемента дипольного перехода $1s-2p_z$ при поглощении света, поляризованного вдоль оси z (см. пояснения в тексте). T = 4,2 К.

Жирные сплошная и штриховая линии на рис. 3 – результаты расчета для КЯ шириной 28,8 нм, тонкие линии – для КЯ шириной 28,5 нм. Из рис. 3 видно, что для двух различных положений примеси относительно центра КЯ положение пика смещается на 1 мэВ. Изменение ширины ямы в пределах 0.3 нм приводит к изменению энергии перехода $1s-2p_z$ на 0,5 мэВ. Отметим, что по данным рентгенографического анализа нашего образца ширина квантовой ямы равна $28,8 \pm 0.3$ нм, т.е. может быть меньше заданного значения на 1,5 нм. Этот факт, наряду с возможным размытием легированного слоя в процессе роста структуры, необходимо учитывать при сравнении экспериментальных данных с расчетами.

Авторы признательны Ю.Н. Дроздову за проведение рентгенографического анализа структур.

Работа поддержана грантами РФФИ, МОиН РФ, КНиВШ СПб, DAAD.

1. Алтухов И.В. Резонансные состояния акцепторов и стимулированное терагерцовое излучение одноосно деформированного германия / М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Одноблюдов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова, И.Н. Яссиевич // ЖЭТФ. 1999. Т. 115, вып. 1. С. 89–100.

2. Blom A. Donor states in modulation-doped Si/SiGe heterostructures / M.A. Odnoblydov, I.N. Yassievich, K.A. Chao // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68, \mathbb{N} 16. P. 165338-1 – 165338-16.

3. Алешкин В.Я. Примесное поглощение света с участием резонансных состояний мелких доноров в квантовых ямах / Л.В. Гавриленко // ЖЭТФ. 2004. Т. 125, вып. 6. С. 1340–1348.

4. Бекин Н.А. Резонансные состояния доноров в квантовых ямах // ФТП. 2005. Т. 39, вып. 4. С. 463–471.

5. *Helm M.* Far-infrared spectroscopy of minibands and confined donors in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices / *F.M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J.P.Harbison, L.T. Florez* // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43 № 17. P. 13983–13991.

6. Андрианов А.В. Терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя мелкого акцептора в германии / А.О. Захарьин, И.Н. Яссиевич, Н.Н. Зиновьев // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79, вып. 8. С. 448–451.

7. Odnoblyudov M.A. Population Inversion Induced by Resonant States in Semiconductors / I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83, № 3. P. 644–647.
Терагерцовая магнитоспектроскопия двумерных электронов в квантовых ямах InSb/AlInSb

Ю.Б. Васильев¹, Ф. Гвиде², Г. Нахтвай²

¹ Физико-технический институт РАН, Политехническая, 26, Санкт-Петербург. ² Институт прикладной физики, Технический университет, Брауншвайг, Германия e-mail: yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Благодаря узкой запрещенной зоне кристаллы InSb характеризуются такими параметрами, как рекордно малая эффективная масса электронов, большая величина g-фактора, сильная непараболичность зоны проводимости, большая величина спин-орбитального взаимодействия. Несмотря на такие уникальные свойства, двумерный электронный газ в квантовых ямах InSb практически не исследовался. Это объясняется тем, что до последнего времени качество двумерных структур на основе InSb было невысоким. Однако с появлением новых технологий удалось вырастить квантовые ямы InSb/AlInSb [1] с высокоподвижным электронным газом. В данной работе докладываются результаты исследования сигнала фотопроводимости и поглощения в условиях циклотронного резонанса электронов в таких квантовых ямах

Исследуемые гетероструктуры (рис. 1) были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs. Яма InSb толщиной 30 нм имеет два барьера: нижний Al_{0.10}In_{0.90}Sb толщиной 3 мкм и верхний Al_{0.15}In_{0.85}Sb толщиной 50 нм, который содержит дельта-слой примеси Те на расстоянии 30 нм от края квантовой ямы. Использовались две формы образцов: прямоугольные размером 4×4 мм для измерения поглощения и образцы, выполненные в виде дисков Корбино, для измерения фотопроводимости и магнитопроводимости. Из осцилляций магнитопроводимости (рис. 2) были оценены плотность и подвижность электронного газа $n_{\rm s} = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 10^5 \text{ см}^2/\text{B} \cdot \text{с}$ соответственно. Величина подвижности определялась также из зависимости проводимости вблизи нулевого магнитного поля для диска Корбино. Измерения проводились при температуре T = 4 К с помощью терагерцового р-Ge циклотронного лазера [2] при фиксированной энергии излучения лазера и развертке магнитного поля образца в геометрии Фарадея.







Спектры циклотронного резонанса были получены для нескольких значений энергии излучения лазера. На рис. 2 представлена зависимость сигнала поглощения от величины магнитного поля для энергии излучения 9.63 мэВ. Аналогичную форму спектра имеют и другие измеренные зависимости. Как и ожидалось, положение максимума ЦР смещается по магнитному полю с изменением энергии зондирующего излучения. Обнаружено, что все линии ЦР имеют два пика. Сильное расщепление линии ЦР наблюдается даже в наименьших магнитных полях, используемых в эксперименте. Как и в работе [3], мы связываем наблюдаемое расщепление с переходами между соседними уровнями Ландау с сохранением направления спина.



Рис. 3. Линия циклотронного резонанса, измеренная для излучения с энергией фотонов 9.63 мэВ

Возможность наблюдения расщепления линии ЦР электронов по спину определяется не самим значением энергии Зеемана E_z напрямую, а величиной разности энергии Зеемана ΔE_z для соседних уровней Ландау, на которых происходит поглощение. Одним параметром, определяющим такую

разность, является непараболичность зоны проводимости. С уменьшением запрещенной зоны в полупроводниках непараболичность зоны проводимости возрастает, что делает узкозонные полупроводниковые структуры пригодными для подобных исследований (см., например, [4, 5]). В этом случае ΔE_z растет с увеличением энергии Зеемана (а соответственно и величины магнитного поля). Кроме того, на расщепление линии ЦР электронов по спину большое влияние оказывает спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). В узкозонных полупроводниковых структурах величина СОВ может быть достаточно большой. Она определяется в первую очередь степенью асимметрии квантовой ямы, а не значением магнитного поля [6]. Ранее влияние эффекта СОВ на спектры ЦР было обнаружено в структурах InAs/AlGaSb [7]. По-видимому, в квантовых ямах InSb/AlInSb влияние эффекта СОВ на спектры ЦР велико. Только эффектом непараболичности сильное расщепление линии ЦР объяснить не удается.



Рис. 4. Зависимости сигнала фотопроводимости от магнитного поля, измеренные для трех различных значений энергии излучения лазера: 11.15, 10.48 и 9.8 мэВ.

В образцах, имеющих форму диска Корбино, был обнаружен сильный сигнал фотопроводимости. На рис. 4 представлены зависимости фотопроводимости от магнитного поля для трех значений энергии лазера. Амплитуда сигнала фотопроводимости осциллирует с изменением магнитного поля в соответствии с осцилляциями проводимости в магнитном поле. Видно, что форма осцилляций не зависит от энергии излучения лазера и для всех кривых максимумы фотопроводимости находятся при тех магнитных полях, где наблюдаются минимумы проводимости. Эти данные согласуются с данными для других материалов [8] и указывают на то, что фотопроводимость имеет болометрическую природу. Сигнал фотопроводимости, связанный с ЦР в образцах, имеющих форму диска Корбино, не наблюдается.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы Российской академии наук. Авторы благодарны П.Д. Бакле за предоставленные образцы.

1. Orr J.M.S., Gilbertson A.M., Fearn M. et al. Phys. Rev. B 77, 165334 (2008).

2. Иванов Ю.Л., Васильев Ю.Б. // Письма в ЖТФ, **10**, 613 (1983).

3. Orr J.M.S., Chuang K.-C., Nicholas R.J. et al. Phys. Rev. B **79**, 235302 (2009).

4. Scriba J., Wixforth A., Kotthaus J.P. et al. Solid State Commun. **86**, 633 (1993).

5. Yang M.J., Wagner R.J., Shanabrook B.V. et al. Phys. Rev. B 47, 6807 (1993).

6. Бычков Ю.А., Рашба Е.И. // Письма в ЖЭТФ, **39**, 66 (1984).

7. Васильев Ю.Б., Сучалкин С.Д., Иванов С.В. и др. //Письма в ЖЭТФ, **79**, 674 (2004).

8. Сучалкин С.Д., Васильев Ю.Б., Иванов С.В. и др. //ФПП, **33**, 976 (1999).

Латеральный транспорт и дальнее ИК-излучение электронов в гетероструктурах In_xGa_{1-x}As/GaAs с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами в сильном электрическом поле

Н.В. Байдусь¹, П.А. Белевский², А.А. Бирюков¹, В.В. Вайнберг², М.Н. Винославский², А.В. Иконников³, Б.Н. Звонков¹, А.С. Пилипчук², В.Н. Порошин²

¹ НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. ² Институт физики НАН Украины, пр. Науки 46, Киев, Украина.

³ ИФМ, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород.

Email: poroshin@jop.kiev.ua

В работе [1] обсуждалась возможность получения инверсии электронной заселенности подзон размерного квантования за счет пространственного перераспределения электронов между туннельно-связанными квантовыми ямами (ТСКЯ) в сильном латеральном электрическом поле. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования сильно-полевого транспорта и дальнего инфракрасного (ДИК) излучения электронов в многослойных гетероструктурах In_xGa_{1-x}As/GaAs с двойными ТСКЯ.

Структуры содержали 20 пар ТСКЯ. Ямы образованы слоями In_xGa_{1-x}As разной толщины, туннельно-прозрачный барьер между ними - слоем GaAs толщиной 30 или 50 Å. Узкая яма в центре селективно легирована примесью Si с концентрацией (1÷4)·10¹¹ см⁻² на период. Были исследованы структуры с такими ширинами КЯ: 50 и 150 Å; 100 и 200 Å; 100 и 170 Å и разным содержанием индия (от 8 до 20 %). Проведенный расчет показал, что в таких ТСКЯ имеется две и более подзоны размерного квантования, причем самая глубокая по энергии подзона е1 пространственно связана преимущественно с широкой, а более высокая по энергии подзона е₂ – с узкой ямой. Разность их энергий соответствует (в зависимости от параметров структуры) спектральному диапазону от 40 до 100 мкм.

Интегральная интенсивность ДИК-излучения измерялась приемником Ge:Ga с фильтром из черного полиэтилена. Для того чтобы избежать образования акустоэлектрических доменов, измерения полевых зависимостей тока (BAX) и интенсивности излучения проводились при длительности импульсов электрического поля, меньшей определенного экспериментально инкубационного периода доменов (400 нс) [2]. Измерения проводились при T = 4.2 К.

Для всех исследованных образцов при увеличении электрического поля приблизительно от l кВ/см до некоторого E_n наблюдается замедление роста тока с полем. При этом величина эффекта уменьшается с уменьшением содержания индия (глубины КЯ). При дальнейшем увеличении поля рост тока опять ускоряется и вольт-амперная характеристика близка к той, что наблюдается при малых полях (рис. 1). Уменьшение роста тока с полем мы связываем с тем, что электроны, которые уже в слабых, но достаточных для ионизации примеси полях находятся в широких ямах, в результате разогрева и рассеяния на оптических фононах переходят в узкие ямы в подзону e_2 , где их подвижность меньше, главным образом из-за дополнительного рассеяния на ионизированных примесях. Такое объяснение подтверждается наблюдаемой полевой зависимостью интенсивности ДИК-излучения электронов, которая показана на рис. 2. В малых полях наблюдается слабое внутриподзонное излучение горячих электронов в широкой яме, характерным для которого является монотонная зависимость интенсивности от величины



Рис. 1. ВАХ структуры с параметрами: ширина КЯ 100 и 200 Å, узкого барьера – 50 Å, глубина КЯ 50 мэВ. Т=4,2 К. На вставке – производная ВАХ, dJ/dE, в зависимости от латерального электрического поля.



Рис. 2. Полевая зависимость интегральной интенсивности ДИК-излучения той же структуры, что на рис. 1. T = 4,2 К. На вставке – та же зависимость за вычетом излучения, обусловленного внутриподзонными переходами.

поля. Однако в полях больших 1 кВ/см интенсивность излучения резко возрастает и ее зависимость от поля становится сильно немонотонной. Это может быть объяснено только добавлением к непрямым внутриподзонным переходам электронов прямых (квазипрямых) переходов носителей между подзонами e_2 и e_1 , которые становятся возможными при пространственном переносе носителей между ямами.



Рис. 3 Профиль дна зоны проводимости (кривые *1*, *2*) одного периода той же структуры, что на рис. 1, положение подзон размерного квантования (ПРК) и квадраты огибающих волновых функций (КОВФ) электронов в этих подзонах (*5*, *6* – 1-я подзона; *3*, *4* – 2-я подзона). Т_{el}: 10 К (*1*, *3*, *5*); 200 К (*2*, *4*, *6*). Положение КОВФ в широком барьере показывает энергию дна ПРК. $N_{\delta-примесu} = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^2/период. <math>N_{\text{фон}} = 10^{15} \text{ см}^3$.

Отметим, что в полях $E \ge 1.5-2.0$ кВ/см наблюдается замедление нарастания интенсивности ДИК-излучения с полем, главным образом за счет прямых межподзонных переходов, как это видно на вставке рис. 2. Такое поведение связано с уменьшением числа электронов, переходящих в узкую яму. Одной из причин этого может быть вынос электронов в таких полях из широких КЯ. Ограничение переноса носителей может также возникать из-за перераспределения пространственного заряда между ямами, от которого зависят положение энергетических подзон и волновые функции электронов, и следовательно их концентрация в различных ямах. Последнее подтверждается результатами модельного расчета указанных параметров, которые приведены на рис. 3. Расчет проводился путем самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона численными методами.

Отметим, что в исследованных структурах $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ низкотемпературная холловская подвижность не превышала нескольких тысяч см²/(В·с). Это приводит к тому, что описанные эффекты наблюдаются при сравнительно высоких полях. Малая величина подвижности, на наш взгляд, обусловлена флуктуациями состава в твердом растворе InGaAs, а также искажением профиля КЯ из-за сегрегации In в области гетерограниц, которая наблюдалась в [3].

Работа поддержана Фондами фундаментальных исследований России и Украины (гранты 10-02-00501-а, 09-02-90479-Укр_ф_а, 10-02-00371-а и Ф25/054).

1. Алешкин В.Я. Инверсия электронной населенности подзон размерного квантования при продольном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах / В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // ФТП. 2002. Т. 36, вып. 6. С. 724–729.

2. Vainberg V.V. Current Oscillation and High-Field Domains in the InGaAs/GaAs Heterostructures with a δ -Doped Quantum Well / V.V. Vainberg, Yu.N. Gudenko, P.A. Belevski, M.N. Vinoslavskii, V.N. Poroshin, V.M. Vasetskii // 2006. Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies. 2006. T. 4, No 1. C. 41–50.

3. Дроздов Ю.Н. Сегрегация индия при выращивании квантовых ям InGaAs /GaAs в условиях газофазной эпитаксии / Ю.Н. Дроздов, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин // ФТП. 2003. Т. 37, вып. 2. С. 203–208.

Heteroepitaxial metallic nanostructures: properties and potential applications

G.M. Mikhailov^{1,2}

¹ Institute of Microelectronics Technology RAS, Chernogolovka. ² Agency on nanotechnology and nanomaterials, RSC "Kurchatovskiy Institute", Moscow. e-mail: <u>mikhailo@ipmt-hpm.ac.ru</u>

Metals exhibit a broad spectrum of their properties including normal, superconductive and ferromagnetic ones. This is why metallic nanosystems cause fundamental and practical interests. It is supposed that they may widely used as functional elements for ultrahigh speed electronics based on resonance tunneling effect, for cryoelectronics as elements of qubit technology for quantum computer, as an example, or as advanced memory cells for magnetic multilevel memory in spintronics.

Essential interest is attracted to the heteroepitaxial metallic nanosystems although their nanotechnology is more complicated. This is based on the assumption that these nanosystems may possess higher bulk and interface qualities with advanced spatial and long term stabilities. Crystallographic orientation of the nanosystems can be used to control their properties. Because of high bulk and interface quality, the electrons may travel long distances with small current dissipation. As the result, they may demonstrate both ballistic and wave-guiding effects in charge- and spintransport. Besides, electron waves may coherently pass through the interface. It is assumed that heteroepitaxial metallic nanosystems should functionally be more advanced in compare to polycrystalline ones.

In the present report, attention is given to ballistic and wave-guiding properties. It has been experimentally demonstrated a residual mean free path of electrons is in the range of 100–1000 nm in normal, superconducting or ferromagnetic heteroepitaxial nanosystems. It results in appearing new temperature and magnetic field dependences of their electric resistance. As an example, epitaxial bridge nanostructures



Fig. 1. Cross and bridge resistances as a function of sample temperature in epitaxial W(001) nanostructures. The width of arms for the cross is 300 nm and the film thickness is 100 nm.

demonstrate (fig. 1) usual metallic temperature dependence, while cross type ones show negative bend resistance at low temperature evidencing ballistic electron transport to appear [1].

Under dimension of nanosystems decrease, waveguiding properties are revealed at the scale-size more than one order exceeding Fermi length of electrons. Fig. 2 shows crossover from classic (quasilinear) to wave-guiding (quadratic) regime in size dependence of conductivity under heteroepitaxial film thickness (*d*) decrease. It is originated at 30 nm<*d*<50 nm much exceeding electron Fermi-length $\lambda_F \sim 1$ nm in metallic films.



Fig. 2. Size dependence of residual specific conductivity for heteroepitaxial films.

In heteroepitaxial nanosystems, new enhanced wave-guiding effect is appeared at fractal dimensionality (D_{fr}) of rough interface higher than 9/4 that exceeds topological dimensionality D_i =2. It is originated because power spectrum of surface irregularities is slowly decrease at large scattering vectors q as $\sim q^{-2.2H}$ [2], where H is roughness exponent and D_{fr} =3–H. It may be shown (1) that at H<3/4 electron scattering vectors that restricted only by dimension of Fermi-sphere $2k_F$, where k_F = $2\pi/\lambda_F$.

$$Q_{n} = (k_{F}A^{a(b)})^{2} \pi 2^{3/2} \left\langle \left(\frac{q}{2k_{F}}\right)^{3/2} \right\rangle_{2k_{F}} \approx \sqrt{2} \frac{(k_{F}A)^{2}}{(L_{c}k_{F}/\pi)^{2H}} \frac{H}{(5/2 - 2H)(3/2 - 2H)} \quad , (1)$$

and A is roughness amplitude.

As the result, conductive electrons scattering by rough surface with D_{fr} - D_t >1/4 is enhanced, and mean in-plane scattering vector is defined by Fermi length

instead of correlation length (L_c) of surface irregularities. This drastically differs from predictions of commonly used electron wave-guiding models that used Gaussian type power spectrum, where maximum scattering vector $q_{max} \sim 2\pi/L_c = q_c$ and essentially small for epitaxial films.

Numerical simulation of mean scattering vector as a function of scattering vector is depicted in fig. 3 for fractal (1-3) and Gaussian type power spectrum (4).



Fig. 3. Dependence of mean scattering vector versus scattering vector numerically found for fractal (H=.25 (1), .5 (2), 1 (3)) and Gaussian (4) power spectrum. For all curves q_c/k_F =0.014.

As can be seen, the scattering vector range $2\pi/L_c < q_{\text{max}} < 2k_F$ could not be neglected anymore for fractal type power spectrum.

Conductive electrons carry not only charge but also their spin. The latter is the subject of attention of spintronics. Ballistic spin transport is attractive in many



Fig. 4. Planar metallic spin exchange transistor with injector (I), detector (U) and base I_{contr} . See text for details.

potential applications. Based on the results of large electron mean free path found in epitaxial metallic nanostructures, possibility to design new planar spinexchange transistor is considered.

It should explore both ballistic electron transport and coherent spin precession of spin-polarized electrons that in-plane passing through planar normal metal junction separated from ferromagnetic metal (base) by tunnel barrier. The scheme of spin-exchange transistor is shown in fig. 4. It consists of epitaxial normal junction that connects three ferromagnetic electrodes. Two of ferromagnetic electrodes are used as spin-injector (I) and spin-detector (U). Third electrode (base) serves for coherent spin precession of spin polarized ballistic electrons passing in epitaxial normal metal junction and is separated from the normal metal junction by thin tunnel dielectric layer. Because of electron tunneling in third ferromagnetic electrode, spin-polarized electrons that injected into normal metal feel the ferromagnetic metal and their spin precession is occurred owing to exchange interaction. The precession frequency may be controlled by declination of third ferromagnetic electrode magnetization (M_{contr}) by angle φ against spin direction of tunneling electrons. For this aim, the local magnetic field generated by control current Icontr is applied. Precession frequency is estimated as:

$$\omega_{prec} = \frac{TJ}{\hbar} \sin \varphi \tag{2}$$

where T is tunneling coefficient and J is exchange energy in ferromagnetic electrode.

Because of importance to apply heteroepitaxial metallic nanostructures in practice, it is desirable to grow them epitaxially on semiconductor substrates that used in electronics industry. Previously, we demonstrated this possibility with help of epitaxial MgO(001) buffer layers. Applied experimental approach was successful because it can be also extended to many other materials containing normal, superconducting and ferromagnetic metals and spin semimetals, antiferromagnets using metal oxides. All of these materials including dielectric layers of MgO demonstrate mutual epitaxial growth. It opens the way to produce wholly epitaxial heterostructures with advanced functional properties.

1. *Esteve, D.* Temperature dependence of W(001) cross-shaped nanostructure under ballistic electron transport / D. Esteve, A. Chernykh, G. Mikhailov // Unpublished, 2001.

2. *Palasantzas, G.* Roughness spectrum and surface width of self-affine fractal surfaces via the K-correlation model / G. Palasantzas // Phys. Rev. B 1993. V. 8, №19. P. 14472–14478.

Магнитные туннельные контакты

С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, А.Ю. Климов, В.Л.Миронов, В.В. Рогов, А.А. Фраерман

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н.Новгород. e-mail: <u>vdovichev@ipm.sci-nnov.ru</u>

В данной работе представлены результаты исследования транспортных свойств магнитных туннельных контактов CoFe/TaOx/CoFe и CoFe/AlOx/CoFe. Многослойные структуры СоFe(11 нм) / TaOx(1 нм) / СоFe(9 нм) изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере Ar при остаточном давлении в камере ~ 10⁻⁶ Торр. Окисление слоя Та(Al) между магнитными слоями проводилось в атмосфере кислорода с давлением порядка 10 Торр. Перед напылением многослойной структуры на кремниевую подложку наносилась металлическая пленка (Та) толщиной ~ 50 нм, выполняющая функции «нижнего» электрода.

Для формирования частиц использовались методы электронной литографии (литографическая приставка ELPHY PLUS). При этом была использована многослойная маска, состоящая из полимерных и металлических слоев. Этот составной резист обеспечил возможность ионного (плазмохимического) травления металлических слоев и последующего удаления диэлектрического (Ta₂O₅) слоя в результате "lift-off" процесса. Это позволило сформировать систему эллиптических частиц, окруженных диэлектрической матрицей, и подвести к ним контактные «верхние» электроды.

Изучены особенности формы кривой зависимости сопротивления от внешнего магнитного поля в зависимости от латеральных размеров частиц. Предложена модель перемагничивания двухслойных частиц, с магнитостатическим взаимодействием между слоями ферромагнетика.

Показано влияние материала диэлектрического барьера на транспортные свойства магнитных туннельных контактов. Зависимость изменения сопротивления от внешнего магнитного поля, приложенного вдоль длинной оси частицы, для туннельного магнитного контакта CoFe/AlOx/CoFe представлена на рисунке.



от внешнего магнитного поля туннельного магнитного контакта CoFe/AlOx/CoFe

Работа поддержана РФФИ (р_поволжье_а № 09-02-97064 и др.), ФЦП «Научные и научнопедагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Госконтракт № П417 от 30.07.09), программами РАН, грантом Президента Российской Федерации для поддержки молодых российских ученых (грант № МК-4508.2009.2). С.Н.В. благодарен программе «Фундаментальные исследования и высшее образование – BRHE» Y4-P-01-09.

Исследование нелинейной проводимости наноконтактов Ni и Cu при комнатной температуре

Р.Г. Гатиятов, В.Н. Лисин, А.А. Бухараев

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт 10/7, Казань. e-mail: <u>Ruslan.Gatiyatov@gmail.com</u>

Одним из интересных объектов исследования, к которому вот уже больше десятилетия проявляют внимание как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения, является «точечный контакт» между двумя металлическим проводниками [1, 2]. В последние годы наибольшая часть исследований сосредоточена на квантовых контактах атомарных размеров. Однако, как показывает практика, наноконтакты (НК) с поперечными размерами порядка длины волны Ферми электрона пока что малопригодны для практического использования из-за их быстрого разрушения. С этой точки зрения большой интерес представляют НК, диаметр которых составляет всего несколько нанометров. Одной из важных задач при исследовании магнитных НК является изучение специфики нагрева НК и прилегающих к нему областей протекающим током, что, в частности, связано с реализацией в подобных структурах эффекта передачи спинового момента (spin transfer torque) [3, 4]. Нагрев должен приводить к нелинейной проводимости НК, изучению которой посвящена настоящая работа.



Рис. 1. ВАХ, зависимости сопротивления и первой производной сопротивления по напряжению от приложенного к наноконтактам Ni (a) и Cu (b) напряжения.

В данной работе исследовались особенности электронного транспорта в НК Ni и Cu. Измерения проводились при комнатной температуре в широком интервале приложенных к НК напряжений (максимальная величина напряжения составляла 1 В). НК Ni и Cu формировались электрохимическим методом в растворе по методике, описанной в работе [5]. НК Ni формировались в растворе сульфата никеля 0.25 M NiSO₄ + 0.5 M H₃BO₃ (рабочее напряжение 1-1.4 В), а НК Си – в растворе медного купороса 0.1 M CuSO₄ + 0.5 M H₃BO₃ (рабочее напряжение 0.2-0.5 В). НК формировались между двумя зафиксированными на непроводящей подложке микропроволоками Ni или Cu, разделенными зазором в 10-20 мкм, путем электролиза рабочего раствора вплоть до момента формирования НК. Регистрация ВАХ НК осуществлялась в емкости с бидистилированной водой путем подачи в цепь одиночного импульса напряжения треугольной формы. При этом максимальное приложенное к НК напряжение составляло 1 В. Частота импульсов варьировалась от 10 до 100 Гц.

Обнаружено, что вольт-амперные характеристики НК Ni и Cu нелинейны (см. рис. 1). С увеличением приложенного напряжения сопротивление НК возрастает. Величина относительного изменения сопротивления НК Ni более чем на порядок превосходит относительное изменение сопротивление НК Cu.



Рис. 2. Зависимость величины напряжения, необходимого для нагрева НК до критической температуры, от сопротивления НК при этом напряжении.

В случае НК Ni на зависимостях первой производной сопротивления по напряжению dR/dU имеется максимум, положение которого зависит от диаметра НК (рис. 2). Каждая точка на рис. 2 найдена из индивидуальных ВАХ НК Ni различных размеров.

Показано, что обнаруженный максимум на спектрах dR/dU связан с локальным фазовым переходом в приконтактной области из ферромаг-

нитного состояния в парамагнитное за счет нагрева протекающим током до критической температуры. Для этого была разработана теоретическая модель, описывающая температурный нагрев баллистических наноконтактов и прилегающих к ним областей. При этом было учтено, что время энергетической релаксации избыточной энергии электронов зависит от величины приложенного напряжения. Получена формула, связывающая напряжение, при котором происходит фазовый переход в области НК, а также сопротивление НК при этом напряжении:

$$U_{C} = A R_{C}^{2/3}$$
,

где U_C – напряжение, соответствующее фазовому переходу, $R_C = R(U_C)$, A – постоянная величина, определяющаяся свойствами контактирующих проводников.

Экспериментальная зависимость хорошо описывается полученным степенным законом (рис. 2). Величина напряжения, необходимого для нагрева приконтактной области до критической температуры, увеличивается при уменьшении диаметра НК.



Рис. 3. Экспериментальная зависимость разницы сопротивлений R_C - R_0 HK Ni от R_0 (сплошная линия – результат фитинга, квадратики – рассчитанный диаметр HK, треугольники – радиус области, где происходит релаксация избыточной энергии электронов).

Предложен метод определения транспортной длины свободного пробега по экспериментальной зависимости разницы сопротивлений $R_C - R_0$ НК Ni от R_0 . Из сравнения расчетных и экспериментальных данных найдено значение транспортной длины свободного пробега электронов для Ni, которая составила 9.2 нм при 300 К и 2.4 нм при 631 К. Показано, что диаметр НК и величина изменения сопротивления за счет нагрева до точки фазового

перехода связаны между собой соотношением

$$d = \frac{C}{R_C - R_0},$$

где C – известная постоянная, $R_C = R(U_C)$, $R_0 = R(0)$.

Предложенный метод дает возможность косвенного определения диаметра магнитных НК путем измерения их ВАХ в интервале напряжений вплоть до точки фазового перехода в магнитном НК.

Таким образом, обнаруженная нелинейность ВАХ НК Ni и Cu связана с уменьшением транспортной длины свободного пробега электронов за счет нагрева НК током высокой плотности. Расширение области напряжений, прикладываемых к НК, позволило экспериментально увидеть локальный фазовый переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное вблизи НК Ni и оценить величину транспортной длины свободного пробега электронов и диаметр полученных НК Ni. После перехода области НК Ni в парамагнитное состояние с увеличением температуры продолжает увеличиваться вклад рассеяния на фононах, а рассеяние на магнонах перестает зависеть от нагрева, поэтому изменяется скорость роста сопротивления при достижении определенного значения напряжения, что и было зарегистрировано на эксперименте. Установлено, что в точке фазового перехода сопротивление НК и соответствующее ему напряжение связаны между собой степенным законом

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №09-02-00568 и программ ОФН РАН. Авторы работы выражают благодарность С. А. Зиганшиной за помощь в приготовлении рабочих электролитов.

1. *Agrait, N.* Quantum properties of atomic-sized conductors / N. Agrait, A.L. Yeyati, and J.M. van Ruitenbeek // Phys. Rep. 2003. V. 377. P. 81–279.

2. Jansen, A.G. M. Point-contact spectroscopy in metals / A.G.M. Jansen, A.P. van Gelder, P. Wyder // J. Phys. C: Solid State Phys. 1980. V. 13. P. 6073–6118.

3. *Ralf, D. C.* Spin transfer torques / D.C. Ralf, M.D. Stiles // J. Magn. Mag. Mat. 2008. V. 320. P. 1190–1216.

4. *Hatami*, *M*. Thermal Spin-Transfer Torque in Magnetoelectronic Devices / M. Hatami, G.E.W. Bauer, Q. Zhang et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 066603.

5. Гатиятов, Р.Г. Магнитосопротивление электрохимичесмки изготовленных никелевых наноконтактов с квантованной проводимостью / Р.Г. Гатиятов, С.А. Зиганшина, А.А. Бухараев // Письма в ЖЭТФ. Т. 86, вып. 6. С. 470–474.

Исследование процессов намагничивания и магнитосопротивление периодических систем из магнитных наноостровов

А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва. e-mail: <u>fedor-pudonin@rambler.ru</u>

В настоящее время в ведущих научных лабораториях проводятся исследования физических свойств магнитных наноструктур различного типа. Это связано как с фундаментальными проблемами магнетизма в наноструктурах, так и с большим прикладным потенциалом таких систем. Большое внимание уделяется исследованиям различного типа квазинульмерных магнитных систем, которые изучены недостаточно и которые можно было бы использовать как основу для создания магнитной оперативной памяти, всевозможных датчиков магнитного поля и других элементов спинтроники.

В данной работе предложена новая магнитная структура на основе периодических многослойных систем магнитных наноостровов и проведены исследования их магнитных и транспортных свойств, а также изучены магнитооптические свойства предлагаемых систем с использованием магнитооптического экваториального эффекта Керра.

В работе исследовались многослойные системы из периодически чередующихся островковых слоев различных магнетиков – $(FeNi-CoNi)_N$, (FeNiCo-CoCr)_N, и др. (рис. 1). Число бислоев N изменялось от 5 до 20. Магнитные наноструктуры выращивались методом RF-распыления. В качестве подложек, как правило, использовались ситал или тонкий лавсан. Как было показано ранее, латеральные размеры таких островов составляли 5 – 30 нм, их толщина не превышала 1–2 нм, а расстояние между островами составляло 1–5 нм. Рентгеновские исследования полученных островковых систем подтвердили хорошую периодичность структур.



Рис. 1. Схематичное изображение структуры

Изучение электронного транспорта проводилось в температурном диапазоне 77–300 К в латеральном направлении. Электрическое и магнитное поля прикладывались в плоскости структур. Во всех структурах было обнаружено положительное и отрицательное магнитосопротивление R(H) (рис. 2).



Рис. 2. Зависимость изменения сопротивления от магнитного поля.

Данные по угловым (рис. 3) и полевым зависимостям R(H) позволили предположить, что магнитосопротивление в островковых структурах обусловлено одновременным действием эффекта гигантского магнитосопротивления и анизотропного эффекта.



В ходе изучения процессов намагничивания магнитных многослойных систем (магнитооптический эффект Керра) было обнаружено направление преимущественного намагничивания структур (рис. 4), которое зависело как от типа используемых подложек, так и от структурных параметров образцов. Обнаруженное явление во многом подобно хорошо известной однонаправленной (обменной) магнитной анизотропии, которая возникает, как правило, в системах ферромагнетик – антиферромагнетик или ферримагнетиках и приводит к сдвигу петель гистерезиса.



Рис. 4. Полевые зависимости эффекта Керра для различных ориентаций структуры в магнитном поле.

Однако, в отличие от обычных систем с однонаправленной магнитной анизотропией, сдвига петель гистерезиса в островковых системах обнаружено не было, что свидетельствует об особенностях возникновения анизотропии в этих системах. Величина поля, необходимого для переориентации однонаправленной оси, зависела от типа подложки и составляла ~ 30 Э для структур на лавсановых подложках и была неожиданно большой для структур на ситалловых подложках: 2 кЭ < $H_A < 20$ кЭ.



Рис. 5. Угловая зависимость эффекта Керра при вращении структуры в магнитном поле по и против часовой стрелки.

Особо интересным было наблюдение в некоторых структурах на лавсановых подложках изменение ориентации оси однонаправленной магнит ной анизотропии в зависимости от направления, в котором проводилось вращение образцов в магнитном поле (по или против часовой стрелки, см. рис. 5).

Обнаруженная зависимость ориентации однонаправленной оси от направления вращения структуры в магнитном поле исчезала в магнитных полях H > 30-35 Э. При этих же величинах магнитного поля изменялась и намагниченность структур (рис. 6).



Мы полагаем, что одной из возможных причин возникновения зависимости намагниченности от направления вращения структур в магнитном поле может быть возникновение вихревого состояния намагниченности, которое разрушается при полях H > 30-35 Э.

В заключение необходимо отметить, что большинство исследуемых структур из магнитных наноостровов проявляли высокую чувствительность к сверхслабым магнитным полям и были способны чувствовать при комнатной температуре поля величиной до 10⁻⁶ Э.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ.

Дираковские фермионы в графите

Ю.И. Латышев¹, А.П. Орлов¹, А.Ю. Латышев¹, В. Эскоффиер²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Моховая 11-7, Москва.

²Национальная лаборатория сильных магнитных полей, авеню де Рангуель, 143, Тулуза, Франция.

e-mail: lat@cplire.ru

Экспериментальное обнаружение квазичастиц с дираковским спектром в графене [1] возродило интерес к графиту и особенно к тонким монокристаллам графита толщиной менее 100 нм. На них также было установлено существование дираковских фермионов наряду с обычными носителями с параболическим спектром. Дираковские фермионы были идентифицированы по специфическому квантованию Ландау в магнитном поле Н: $E_n = v_F \sqrt{(2e\hbar | n | H)/c}$, где E_n – энергия *n*-го уровня Ландау, v_F – скорость Ферми, $v_F = 10^8$ см/с. В работе [2] на спектрах пропускания графита наблюдались переходы между уровнями Ландау с $\Delta n = \pm 1$. Уровни Ландау, соответствующие дираковским фермионам, наблюдались также с помощью STM [3], а также совсем недавно с помощью межслоевого туннелирования на слоистых структурах типа мезы [4].

В настоящей работе мы исследовали спектры межслоевого туннелирования графита в сильных магнитных полях до 55 Тл. Кроме того, нами исследовалась квантовая интерференция носителей в графите на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток [5]. Полученные результаты указывают на существенный вклад дираковских фермионов в магнетотранспорт графита как вдоль, так и поперек слоев.

На рис. 1 показаны межслоевые туннельные спектры в сильных магнитных полях H//c. Характерными особенностями их является рост туннельной проводимости при нулевом смещении в полях, больших 20 Тл. Этот максимум связывается с плотностью состояний нулевого уровня Ландау, которая растет с полем по мере опустошения более высоких уровней Ландау. Локальный минимум при нулевом смещении определяется кулоновской псевдощелью. Обе особенности наблюдаются до очень высоких температур ~ 250 К (рис. 1, δ).

В параллельном магнитном поле $H_{//}$ на графитовых мезах наблюдается другая особенность – локальный максимум туннельной проводимости (рис. 2, *a*), положение которого пропорционально величине магнитного поля (рис. 2, *б*). Можно показать, что зависимость напряжения смещения V^* , соответствующего максимуму от $H_{//}$, определяет спектр туннелирующих носителей E(k), поскольку в параллельном поле спектры в соседних графеновых слоях сдвигаются на $\Delta k = (e H_{//} d)/\hbar c$, где d – расстояние между графеновыми слоями. Таким образом, наблюдаемый в параллельном поле максимум туннельной проводимости определяется носителями с дираковским спектром.

Помимо нулевой массы дираковские фермионы обладают еще одним необычным свойством – способностью проникать без отражения через потенциальный барьер [6]. Одним из следствий этого является отсутствие на графене эффекта слабой локализации, обусловленного интерференцией на прямой и отраженной траекториях. Это свойство должно также проявляться в эффекте Аронова – Бома. Действительно, в первой работе по интерференции носителей на графеновом мезоскопическом кольце, содержащем магнитный поток, были обнаружены слабые осцилляции магнетосопротивления с периодом по потоку в кольце hc/e, тогда как вклад hc/2e, связанный со слабой локализацией, был сильно подавлен [7].

Нами эффект Аронова – Бома был исследован на тонких монокристаллах графита, толщиной 30– 50 нм, содержащих колоннообразные дефекты. Дефекты образовывались облучением образцов тяжелыми ионами Хе с энергией 90 МэВ. Аморфное вещество в колоннообразном дефекте обычно непроводящее или плохо проводящее, т. е. для носителей тока колоннообразный дефект представляет наноотверстие. Поскольку каждый ион создает идентичный колоннообразный дефект,



Рис. 1. Межслоевые туннельные спектры графитовой мезы: *а* – в различных магнитных полях H//c от 14 Тл до 55 Тл при температуре 1,4 К; *б* – в магнитном поле 55 Тл при изменении температуры от 1.4 К до 300 К.

облученный кристалл представляет собой ансамбль наноотверстий одинакового диаметра. Оценка их диаметра с помощью атомно-силового микроскопа дала величину ≈ 24 нм (рис. 3, б). При температурах ниже 20 К нами был обнаружен осциллирующий вклад в магнетосопротивление (рис. 3, а) с периодом, по потоку близким к hc/e на дефект [5], что указывает на определяющий вклад дираковских фермионов. Полученный период осцилляций хорошо согласуется с недавней работой по эффекту Аронова – Бома на графене [7]. У авторов [7] при внутреннем диаметре кольца графена 700 нм период осцилляций составлял 7 мТл. Учитывая, что диаметр наноотверстий в нашем случае был в 30 раз меньше, период осцилляций, пропорциональный 1/D², должен был быть примерно на три порядка больше, чем в [7], что соответствует наблюдаемому периоду 7,5 Тл.

Авторы благодарны К. ван дер Беку и И. Монне за облучение образцов тяжелыми ионами, В.А. Волкову и М. В. Фейгельману за плодотворные обсуждения результатов работы, а также П. Монсо за поддержку работы в рамках Европейской ассоциированной лаборатории (LEA) между ИРЭ РАН и Институтом Нееля, CNRS. Работа была также поддержана грантами РФФИ № 08-02-01093а, № 06-02-72551, программами РАН «Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах" и "Физика новых материалов и структур».

1. Novoselov K.S. et al. // Nature, 438, 197 (2005).

2. Orlita M. et al. // Phys. Rev. Lett., 100, 136403 (2008).

3. Li G. and Andrei E.Y. // Nature Physics 3, 623 (2007).

4. Latyshev Yu.I. et al.// J. Phys.: Conf. Series, 129, 012032 (2008).

5. *Латышев Ю.И*. и др. // Письма в ЖЭТФ, **90**, 526 (2009).

6. Katsneson M.I. et al. // Nature. Physics., 2, 620 (2006).

7. Russo S. et al. // Phys. Rev. B 77, 085413 (2008).



Рис. 2. Межслоевые туннельные спектры графитовой мезы в параллельных магнитных полях (*a*). Зависимость положения максимума туннельной проводимости от величины магнитного поля, ориентированного параллельно слоям (*б*).



Рис. 3. Зависимость сопротивления образца с колоннообразными дефектами от величины магнитного поля, ориентированного параллельно оси дефектов при различных температурах от 1,2 до 32 К (*a*), на вставке более детально показана начальная часть зависимости с осцилляциями Шубникова – де Гааза. Концентрация дефектов составляла 10⁹ см⁻². Изображение колоннообразного дефекта в атомно-силовом микроскопе (*б*).

Оптика полупроводников с линейным электронным спектром

Л.А. Фальковский 1,2

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 119334 ул. Косыгина, Москва. ² Институт физики высоких давлений РАН, 142190, Троицк. e-mail: falk@itp.ac.ru

Широкий интерес, который в настоящее время вызывают графен (моноатомный слой углерода с гексогональной решеткой) и графеновый бислой, объясняется отчасти тем, что в их электронном спектре отсутствует запрещенная щель. Однако пару десятилетий назад не меньший интерес привлекали полупроводники с узкой запрещенной щелью, в особенности среди соединений III-V и IV-VI. Целью данной работы было сравнить, к каким последствиям в оптике приводит различие в размерности, равной двум у графена и трем у обычных полупроводников. Для этого мы воспользовались формулой [1], представляющей диэлектрическую функцию (ДФ) зонного проводника с учетом частотной и пространственной дисперсии. Такая общая квантово-механическая формула получена для случая, когда частота столкновений носителей мала по сравнению с частотой переменного поля, т. е. для инфракрасной и оптической области спектра.

Помимо внутризонного слагаемого, которое в квазиклассическом пределе дает обычную проводимость Друде – Больтцмана, формула содержит слагаемое, описывающее межзонные электронные переходы. Оно вносит в диэлектрическую функцию вещественную и мнимую части, причем мнимая часть, описывающая поглощение, появляется выше порога переходов, тогда как вещественная часть существует по обе стороны от порога, сильно возрастая при приближении к нему. Само значение пороговой частоты определяется как величиной запрещенной щели $2\varepsilon_g$, так и концентрациией носителей, которую в случае графена или бислоя изменяют на эксперименте [3, 4] с помощью эффекта поля.

Оказалось [1, 2], что для графена в области частот выше порога переходов и частоты столкновений, но ниже ширины зоны проводимости, равной 3.2 эВ, проводимость принимает универсальное, не зависящее от параметров материала значение e²/4ħ. Благодаря этому коэффициент прохождения света через графеновый монослой универсальным образом выражается только через постоянную тонкой структуры α квантовой электродинамики $T = 1 - \pi \alpha$, что и было обнаружено в экспериментах [3, 4]. Соответствующая величина для трехмерных узкощелевых полупроводников [5-7], а именно мнимая часть ДФ, вскоре после порога 2ε_g выходит на плато, т. е. слабо зависит от частоты. Например, для халькогенидов свинца в отсутствие носителей и при низкой температуре:

$$\epsilon''(\omega) = \frac{e^2}{3\hbar v \omega^3} (\omega^2 + 2\varepsilon_g^2) \sqrt{\omega^2 - 4\varepsilon_g^2}$$

Расчетное значение 6.5 на плато выражается через известный для халькогенидов свинца межзонный матричный элемент $v = 1.1 \cdot 10^7$ см/с и очень хорошо согласуется с имеющимися измерениями.

Вещественная часть ДФ ведет себя поразному у 2d- и 3d-мерных полупроводников, и это различие существенным образом связано с аналитическими свойствами соответствующего интеграла. У графена спектр линейно зависит от энергетической переменной и для частот, малых по сравнению с шириной зоны проводимости, мы получаем сходящийся интеграл по энергетической переменной.

В спектре узкощелевых трехмерных полупроводников также имеется широкая область, где зависимость от импульса можно считать линейной, но обсуждаемый интеграл расходится на верхнем пределе. Однако, эта расходимость – слабая (логарифмическая) и, выбирая параметр обрезания равным ширине зоны (порядка 10 эВ), мы допускаем лишь незначительную погрешность:

$$\epsilon'(\omega) = 1 + \frac{2e^2}{3\pi\hbar\nu} \ln \frac{\varepsilon_{at}}{max\{\varepsilon_q, \omega/2\}}$$

Если частота ω мала по сравнению со щелью, но велика по сравнению с фононными частотами, а именно эту ситуацию можно реализовать в халькогенидах свинца, то полученная формула дает в этом случае для диэлектрической постоянной значение $\varepsilon_{\infty} = 20$. Для InN со структурой вюрцита значение на плато оказывается равным 3.2, а $\varepsilon_{\infty} = 6.7$.

В реальности полупроводники могут содержать носители даже при низких температурах. Они играют существенную роль в случае большого допирования, когда химпотенциал велик по сравнению с запрещенной щелью. Зависимость вещественной и мнимой частей диэлектрической функции от частоты для случая, когда химпотенциал μ =1491 К, показана на рис. 1. Скачок мнимой части соответствует началу межзонных переходов, ее рост в область низких частот отражает роль друдевского внутризонного слагаемого. Сингулярность вещественной части на пороге межзонных переходов оказывается более выраженной при низких температурах и большой подвижности носителей.

Наиболее перспективным с точки зрения возможных применений в оптоэлектронике является, по-видимому, графеновый бислой. Концентрацию носителей и их знак изменяют в нем с помощью эффекта поля, т. е. в нормальном статическом



Рис. 1. Вещественная (слева) и мнимая (справа) части диэлектрической функции PbTe с носителями в зависимости от частоты при разных температурах.



Рис. 2. Зависимость запрещенной щели в спектре бислоя от концентрации носителей, изменяемой напряжением на затворе при начальном электронном допинге; точки – экспериментальные данные [10].

электрическом поле. При этом в спектре бислоя появляется запрещенная щель, величина которой должна вычисляться вместе с концентрацией носителей самосогласованным образом. Это условие не было выполнено в работе [8] и наши результаты [9] существенно различаются. На рис. 2 приведена полученная нами зависимость запрещенной щели от концентрации носителей вместе с экспериментальными данными.

1. *Falkovsky L.A.*, Space-time dispersion of graphene conductivity / L.A. Falkovsky, A.A. Varlamov // Eur. Phys. J. B. 2007. V 56. P. 281–284.

2. Falkovsky L.A., Optical far-infrared properties of graphene monolayer and multilayers / L.A. Falkovsky, S.S. Pershoguba // Phys. Rev. B. 2007. V. 76, No 15. P. 153410-1-153410-4.

3. *Nair R.R.*, Fine structure constant defines visual transparency of graphene / R.R. Nair, P. Blake, A.N. Grigorenko, K.S. Novoselov, T.J. Booth, T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // Science 2008, V. 320, № 5881. P. 1308.

4. *Kuzmenko A.B.*, Universal optical conductance of graphene / A.B. Kuzmenko, E. van Heumen, F. Carbone, D. van der Marel // Phys. Rev. Lett. 2008, V. 100, № 11. P. 117401-1 – 117401-4.

5. *Falkovsky L.A.*, Features of interband absorption in the dielectric function of narrow-gap semiconductors / L.A. Falkovsky // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, № 19. P. 193201-1 – 193201-4.

6. *Falkovsky L.A.*, InN dielectric function from the midinfrared to the visible range / L.A. Falkovsky // Phys. Rev. B 2009. V. 79, № 11. P. 113203-1 – 113203-4.

7. Фальковский Л.А. Оптические свойства графена и полупроводников IV-VI / Л.А. Фальковский // УФН. 2008. Т. 178, № 9. С. 923-934.

8. *McCann E.*, Asymmetry gap in the electronic band structure of bilayer graphene / E. McCann // Phys. Rev. B. 2006. V. 74, N 16. P. 161403-1 – 161403-4.

9. *Falkovsky L.A.*, Screening in gated bilayer graphene / L.A. Falkovsky // Phys. Rev. B 2009. V. 80, № 11. P. 113413-1 – 113413-4.

10. Kuzmenko A.B., Determinationb of the gatetunable band gap and tight-binding parameters in bilayer graphene using infrared spectroscopy / A.B. Kuzmenko, I. Crassee, D. van der Marel, P. Blake, and K.S. Novoselov // Phys. Rev. B 2009. V. 80, \mathbb{N} 16. P. 165406-1 – 165406-12.

Влияние фононов на зарядовые состояния в андреевских квантовых точках

И.А. Садовский^{1,2}, Г.Б. Лесовик², Т. Мартин^{3,4}

¹ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный.

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, пр. Академика Семенова, 1А, Черноголовка.

³ Centre de Physique Théorique, Case 907 Luminy, 13288 Marseil le cedex 9, France.

⁴ Université de la Méditérannée, 13288 Marseil le Cedex 9, France.

e-mail: ivan.sadovsky@gmail.com

Квантовая точка, присоединенная через туннельные барьеры к сверхпроводникам – андреевская квантовая точка – несёт в себе дробный заряд [1], который появляется из-за нарушения электронно-дырочной симметрии и изменяется непрерывным образом при изменении положения резонанса (потенциала затвора) и разницы сверхпроводящих фаз между сверхпроводниками. Такая квантовая точка может быть реализована, например, на основе углеродной нанотрубки [2, 3], см. рисунок.



Формирование АКТ на основе углеродной нанотрубки (УНТ), присоединенной к сверхпроводящим берегам при помощи двух затворов, формирующих нормальные рассеиватели $t_{\rm L}$ и $t_{\rm R}$ (*a*); δ – модельная система, описывающая механическую степень свободы АКТ.

Добавка кулоновского взаимодействия приводит к изменению основного состояния и качественно меняет поведение системы [4, 5]. При любой ненулевой кулоновской энергии можно подобрать такие положение резонанса и значение сверхпроводящей фазы φ , чтобы происходила переделка основного состояния системы с синглетного на дублетное. В дублетном состоянии заряд принимает целочисленные значения, а сверхпроводящий ток отсутствует (кулоновская блокада).

Заряд квантовой точки, вставленной в сверхпроводящее кольцо, очень чувствителен к разнице сверхпроводящих фаз, а следовательно к магнитному потоку, проходящему сквозь кольцо. Это позволяет думать о создании принципиально нового прибора для измерения слабых магнитных полей [4], работающего по схеме «магнитный поток — заряд андреевской точки — детектор заряда — ток», вместо обычной схемы, по которой работают сверхпроводящие квантовые интерференционные датчики (СКВИДы) «магнитный поток \rightarrow ток».

В этой работе [5] мы изучили АКТ в присутствии фононов, описывающих, например, распространение звуковых колебаний в заряженной углеродной нанотрубке во внешнем электрическом поле (см. рисунок). Наиболее интересен случай одного резонанса и предела бесконечной сверхпроводящей щели.

В отсутствие кулоновского взаимодействия взаимодействие электронов с фононами понижает максимальную чувствительность (производную заряда по магнитному потоку) описанного выше прибора. При наличии кулоновского взаимодействия (а следовательно, дублетной области) максимальная чувствительность в синглетной области может как повышаться, так и понижаться. При этом размер дублетной области уменьшается при увеличении электрон-фононного взаимодействия, и при некотором его значении может совсем исчезнуть.

1. Sadovskyy, I.A. Continuously tunable charge in Andreev quantum dots / I.A. Sadovskyy, G.B. Lesovik, G. Blatter // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N. 19. P. 195334–195339.

2. Van Dam, J.A. Supercurrent reversal in quantum dots / J.A. van Dam, Y.V. Nazarov, E.P.A.M. Bakkers, S. De Franceschi, L.P. Kouwenhoven // Nature. 2006. V. 442, N. 7103. P. 667–670.

3. *Cleuziou, J.-P.* Carbon nanotube superconducting quantum interference device / J.-P. Cleuziou, W. Wernsdorfer, V. Bouchiat, T. Ondarçuhu, M. Monthioux // Nature nanotechnology. 2006. V. 1. P. 53–59.

4. *Sadovskyy, I.A.* On the possibility of magnetic flux detection by Andreev quantum dot / I.A. Sadovskyy, G.B. Lesovik, G. Blatter // Pis'ma v ZhETF. 2007. V. 86, N. 3. P. 239–244.

5. *Rozhkov, A.V.* Interacting-impurity Josephson junction: Variational wave functions and slave-boson mean-field theory / A.V. Rozhkov, D.P. Arovas // Phys. Rev. B. 2000. V. 62, N. 10. P. 6687–6691.

6. *Sadovskyy, I.A.* Nanomechanical effects in Andreev quantum dot / I.A. Sadovskyy, G.B. Lesovik, T. Jonckheere, T. Martin // (unpublished).

Транспорт тока и тепла в наноструктурах с новыми двузонными сверхпроводниками

И.А. Девятов, М.Ю. Ромашка, А.В. Бурмистрова

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, 119991 Москва. e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

Исследование транспорта тока и тепла в наноструктурах на основе недавно открытых новых высокотемпературных сверхпроводников, таких как MgB₂ [1] и ферропниктиды [2], имеет важное значение для современной сверхпроводниковой микроэлектроники. Сверхпроводимость в MgB₂, несмотря на наличие двух щелей в спектре возбуждений, хорошо описывается обычной БКШ-типа теорией [3] с изотропными параметрами порядка в зонах. Ситуация со сверхпроводящими ферропниктидами является несколько более сложной, для их адекватного описания, возможно, недостаточно обычных БКШ-представлений. Недавно предложенная s_±-теория [4] предполагает наличие в различных зонах ферропниктидов изотропных параметров порядка с разными знаками.

При теоретическом описании слабых связей на основе двузонных сверхпроводников принципиальным вопросом является корректный учет межзонного рассеяния на границе, поскольку именно этот процесс может дать ответ на вопрос о типе симметрии параметра порядка двузонного сверхпроводника. При этом межзоное рассеяние из-за процессов в объеме двузонного сверхпроводника не приводит к явной связи между когерентными боголюбовскими состояниями зон [5], а ведет лишь к перенормировке модулей параметров порядка различных зон и единой критической температуре T_c для обеих зон [5].

Существующие теории [6-8] слабых связей на основе сверхпроводящих ферропниктидов, учитывающие межзонное рассеяние на границе, достаточно противоречивы. Одна из них [6] основана на не очевидной аналогии процесса рассеяния на границе с квантовым законом Кирхгофа, в другой [7] в ходе расчетов были наложены условия связи на когерентные боголюбовские состояния различных зон, противоречищие микротеории [5], что привело к явно некорректным результатам [6, 8, 9]. В феноменологическом подходе, предложенном в работе [8], не были обсуждены многие важные аспекты рассматриваемого явления. С другой стороны, существует физически ясный подход описания процессов рассеяния в слабых сверхпроводящих связях в терминах матрицы рассеяния, примененный ранее при теоретическом анализе нестационарного эффекта Джозефсона в микросужении [10].

Мы рассматриваем микросужение между нормальным металлом и двузонным сверхпроводником с характерным размером d, много меньше длины когерентности сверхпроводника ξ и упругой (l) и неупругой (l_{in}) характерных длин свободного пробега. Условие $d \leq \xi$ позволяет пренебречь сверхпроводящими свойствами микросужения [10] и считать его нормальным двузонным металлом, а условие d << l позволяет разделить процессы рассеяния на границе нормального металла с двузонным сверхпроводником на одноэлектронное рассеяние (включая межзонное) в микросужении с последующим андреевским отражением [11] от двух независимых сверхпроводящих конденсатов в двузонном сверхпроводнике [5], что существенно упрощает рассмотрение данной задачи.

Электронные волновые функции в нормальном микросужении связаны матрицей рассеяния *S*: $\Psi_{out}^e = S \times \Psi_{in}^e$. (1) В формуле (1) 4×4-матрица рассеяния *S* связывает столбец $\Psi_{in}^e = \left[\psi_{1,in}^{L,e}, \psi_{1,in}^{R,e}, \psi_{2,in}^{L,e}, \psi_{2,in}^{R,e} \right]^T$, составленный из падающих на рассеиватель электронных волн, со столбцом $\Psi_{out}^e = \left[\psi_{1,our}^{L,e}, \psi_{1,our}^{R,e}, \psi_{2,our}^{L,e}, \psi_{2,our}^{R,e} \right]^T$, составленным из отражённых от микросужения электронных волн. Принадлежность электронного состояния *i*-й зоне (*i* = 1, 2) отражает нижний индекс у волновой функции ψ , в то время как верхний индекс L(R) волновой функции ψ означает ее нахождение слева (справа) от рассеивателя.

Дырочные состояния в нормальном микросужении связаны соотношением, подобным (1):

$$\Psi^{h}_{out} = S^{h} \times \Psi^{h}_{in}, \tag{2}$$

причем $S^h = S^*$. В формуле (2) верхний индекс *h* у столбцов **Ψ** обозначает дырочный тип рассеиваемых волн.

Электронные и дырочные волновые функции нормального микросужения, входящие в формулы (1), (2), не являются независимыми, а связаны процессом андреевского отражения от двузонного сверхпроводника [11, 10]. Например, электронные и дырочные состояния в микросужении, созданные электроном из зоны 1 нормального металла, описываются уравнениями (1), (2) со столбцами

$$\Psi_{in}^{\theta} = [1, a_1 x_1, 0, a_2 x_2]^T,$$
(3)

$$\Psi_{\text{put}}^{e} = [b_{1}^{1}, y_{1}, b_{2}^{1}, y_{2}]^{T},$$
(4)

$$\Psi_{in}^{h} = [1, a_1 y_1, 0, a_2 y_2]^{T},$$
(5)

$$\Psi_{out}^{h} = [p_1, x_1, p_2, x_2]^{T}, \tag{6}$$

где a_i – коэффициенты андреевского отражения [11, 10] от сверхпроводящего конденсата *i*-й зоны, и мы предположили, что нормальный металл находится слева от границы со сверхпроводником. Единица в первой строке столбца (3) соответствует возбуждению электронных и дырочных состояний микросужения электроном из первой зоны нормального металла. Из уравнений (1)–(6) следуют простые выражения для коэффициентов b_1^1 , b_2^1 , которые имеют смысл амплитуд отражения электрона из первой зоны в 1-ю и 2-ю зону нормального металла соответственно. Аналогичным образом находятся амплитуды двигающихся в сторону нормального металла слева от микросужения электронных волн при возбуждении электронных и дырочных состояний в микросужении электроном из зоны 2 нормального металла, а также созданные дырками из *j*-й зоны (*j* = 1, 2) нормального металла, электрон-подобными и дырочно-подобными возбуждениями из *j*-й зоны сверхпроводника.

Рассчитанные из уравнений (1)-(6) амплитуды электронных состояний полностью описывают процесс электронного транспорта через границу нормального металла с двузонным сверхпроводником, учитывая при этом процессы межзонного рассеяния на границе. При этом s_±-симметрия параметров порядков Δ_i зон ферропниктида может учитываться выбором различных знаков у Δ_i в выражениях для коэффициентов андреевского отражения а_i [12]. С другой стороны, обычной s_{++} -симметрии соответствуют одинаковые знаки Δ_i . Однако матрица рассеяния S содержит избыточную информацию, отраженную в числе независимых параметров у ее матричных элементов, число которых в общем случае равно восьми. Число независимых параметров модели можно существенно уменьшить, воспользовавшись, например, феноменологическим гамильтонианом работы [8], описывающим интенсивность межзонного рассеяния путем введения параметра межзонного хоппинга «а наряду с высотой внутризонного барьера Н. В этой модели для матрицы рассеяния 5 мы получили следующее выражение:

$$\mathbf{S} = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} S_{ii} & 1 + iZ & -i\alpha & -i\alpha \\ 1 + iZ & S_{ii} & -i\alpha & -i\alpha \\ -i\alpha & -i\alpha & S_{ii} & 1 + iZ \\ -i\alpha & -i\alpha & 1 + iZ & S_{ii} \end{bmatrix}.$$
(7)

В матрице (7) диагональные элементы имеют вид: $S_{ii} = -\alpha^2 - iZ(1 + iZ)$, где $\alpha = m\alpha_0/\hbar^2 k_F$, $Z = mH/\hbar^2 k_F$, $m - эффективная масса электрона (предполагаемая равной в обеих зонах), <math>k_F - им-$ пульс Ферми, $\Gamma = \alpha^2 + (1 + iZ)^2$. Матрица рассеяния *S*, приведенная к виду (7), зависит всего от двух параметров, определяющих рассеяние в микросужении: от эффективной высоты барьера для внутризонного транспорта *Z* и эффективной амплитуды межзонного хоппинга α .

Предложенная нами теоретическая модель транспорта тока через границу нормального металла с двузонным сверхпроводником, описываемая формулами (1)–(7), является внутренне непротиворечивой. Мы показали, что из нее следует как условие баланса потоков квазичастиц из нормального металла и сверхпроводника [13], не выполняемое в модели [7] (в моделях работ [6, 8] это условие не обсуждалось), так и условие сохранения потока вероятности при рассеянии. Самосогласованность предложенной нами модели позволила рассчитать электронный транспорт тока и тепла через границу в рамках моделей [12, 13].

На рисунке представлены рассчитанные нами зависимости от напряжения на переходе V нормированного потока тепла J для различных значений эффективного межзонного хоппинга α при фиксированной величине внутризонного барьера Z. Из рисунка следует, что и в s_{++} -, и s_{\pm} -модели двузонного сверхпроводника величины нормированного теплового потока соизмеримы с величиной теплового потока, рассчитанного без учета межзонного рассеяния на границе ($\alpha = 0$). Это может облегчить их микрорефрижераторное применение, в отличие от анизотропных высокотемпературных купратов [14].



Зависимость нормированного теплового потока J от напряжения V. T – температура.

Работа поддержана грантами РФФИ 09-02-12351-офи_м, 09-02-01351-а.

1. Nagamatsu J., Nakagawa N., Muranaka T., Y. Zenitani, Akimitsu J. // Nature, **410**, 63 (2001).

2. Kamihara Y., Watanabe T., Hirano M., and Horoso H. // J. Am. Chem. Soc., **130**, 3296 (2008).

3. Mazin I.I., Antropov V.P. // Physica C 385, 49 (2003).

4. Mazin I.I., Singh D.J., Johannes M.D., and Du M.H. // Phys. Rev. Lett., **101**, 057003 (2008).

5. Suhl H., Mathias B.T., and Walker L.R. // Phys. Rev. Lett., **3**, 552 (1959).

6. Araujo M.A.N. and Sacramento P.D. // Phys. Rev. B, **79**, 174529 (2009).

7. Golubov A.A., Brinkman A., Tanaka Y., Mazin I.I., and Dolgov O.V. // Phys. Rev. Lett., **103**, 077003 (2009).

8. Sperstad I.B., Linder J., and Sudbo A. // Phys. Rev. B, 80, 144507 (2009).

9. Devyatov I.A., Romashka M.Yu., Semenov A.V., Krutitskii P.A., Kupriyanov M.Yu. // Book of Abstrat ICMNE-2009, P1-27.

10. Averin D. and Bardas A. // Phys. Rev. Lett., 75, 1831 (1995).

11. Андреев А.Ф. // ЖЭТФ, 46, 1823 (1964).

12. Bardas A. and Averin D. // Phys. Rev. B, **52**, 12873 (1995).

13. Blonder G.E., Tinkham M. and Klapijk T.M. // Phys. Rev. B, **25**, 4515 (1982).

14. Девятов И.А., Куприянов М.Ю., Кузьмин Л.С., Голубов А.А., Вилландер М. // ЖЭТФ, **1176**, 1207 (2000).

Sign-reversal order parameter behavior near s_{\pm} -superconductor surface

A.M. Bobkov, I.V. Bobkova

Institute of Solid State Physics, Chernogolovka. e-mail: bobkov@issp.ac.ru

The discovery of a new family of iron-based high-temperature superconductors with distinct multiorbital band structure has renewed interest to the problem of multi-band superconductivity. It was proposed theoretically [1, 2] that the Fe-based superconductors represent the first example of multigap superconductivity with a phase difference between the superconducting condensates belonging to different bands. In the most simple case there is the phase difference π between the superconducting condensates arising on the hole Fermi surfaces around Γ point and the electron Fermi surfaces around M point. Currently the s_{\pm} - state is viewed to be the most plausible candidate for the role of the superconducting order parameter in these compounds.

The formation of bound states in various mesoscopic structures on the basis of s_+ -superconductors and their influence on the conductance spectra and Josephson current was investigated. However, almost all these calculations assume nonselfconsistent superconducting order parameter (OP). Here we report the study of the OP at a surface of s_+ -superconductor. We have found that for a wide range of parameters the spatial behavior of the OP at a surface can not be reduced to a trivial suppression. If the interband scattering at a surface R_{12} is of the order of the intraband one R_0 or dominates it, it can be energetically favorable to change the symmetry of the superconducting state near the surface from s_+ to conventional s-wave. The range of existing this surface conventional superconductivity is very sensitive to the relative values of interband and intraband pairing potential. We demonstrate that the selfconsistent OP behavior affects the surface LDOS profiles, and, consequently, should be taking into account when interpreting experimental results.

We consider an impenetrable surface of a clean two-band superconductor. The superconducting OP is assumed to be of s_{\pm} -symmetry in the bulk of the superconductor, that is the phase difference between the OP's in the two band (called 1 and 2) is π . It is supposed that an incoming quasiparticle from the band I(2) can be scattered by the surface as into the same band (intraband scattering), so as into the other band (interband scattering). The surface is located at x = 0and the superconductor occupies the halfspace x > 0.

We make use of the quasiclassical theory of superconductivity in terms of Riccati amplitudes (coherence functions) $\gamma_i(\varepsilon, \mathbf{p}_f, x)$ and $\tilde{\gamma}_i(\varepsilon, \mathbf{p}_f, x)$, which obey the Riccati-type transport equation supplemented by the appropriate asymptotic and boundary conditions [3, 4]. Here ε is the quasiparticle energy measured from the chemical potential, \mathbf{p}_f is the momentum on the Fermi surface (that can have several branches), corresponding to the considered trajectory and i = 1, 2 is the band index.

Substituting the coherence functions into the selfconsistency equation

$$\Delta_{i}(x) = -T \sum_{\varepsilon_{n},j} \lambda_{ij} \left\langle \frac{-2i\pi\gamma_{j,\mathbf{p}_{f}}}{1+\gamma_{j,\mathbf{p}_{f}}\widetilde{\gamma}_{j,\mathbf{p}_{f}}} \right\rangle_{\mathbf{p}_{f}}$$
(1)

we iterate the system of equations until it converges. In Eq. (1) $\lambda_{ii} < 0$ is the dimensionless pairing potential for the band *i* and $\lambda_{12} = \lambda_{21}$ is the dimensionless interband pair-scattering potential. We choose $\lambda_{12} > 0$, which stabilizes s_{\pm} OP in the bulk. ε_n is the fermionic Matsubara frequency. $\langle \dots \rangle_{\mathbf{p}_f}$ means the anomalous Green function averaged over the entire Fermi surface.



Fig. 1. Spatial profiles of the superconducting OP near the surface in the band *l* (panel (a)) and in the band *2* (panel (b)) for different values of interband pair scattering. $R_{12} = 1$, $\Delta_1^b \equiv 1$, $\Delta_2^b = -0.25$, temperature T = 0.3, $\xi \equiv v_f / \Delta_1^b$. The values of intraband pairing potentials λ_{ii} are adjusted to keep Δ_1^b and Δ_2^b unchanged upon varying λ_{12} . The particular values of coupling constants are the following: $(\lambda_{12}, \lambda_{11}, \lambda_{22}) = (0.06, -0.2607, -0.0327)$ for black solid curve, (0.03, -0.2695, -0.1353) for dashed curve, (0.01, -0.2753, -0.2036) for dotted curve, (0.004, -0.2771, -0.2241) for dashed-dotted curve and (0.002, -0.2777, -0.2310) for gray solid curve.

The spatial profiles of the superconducting OP are represented in Figs. 1 and 2. We assume that in the bulk of the superconductor the absolute value of the OP for the band $I(|\Delta_1^b|)$ is larger than that one for the band $2(|\Delta_2^b|)$. Panels (a) of Figs. 1 and 2 demonstrate the spatial OP profiles for the band I, while panels (b) correspond to the band 2.

Fig. 1 shows the dependence of the effect on the interband pair-scattering value λ_{12} . While the larger OP is simply suppressed near the surface and the magnitude of the suppression is only slightly sensitive to λ_{12} (at least, in the range we consider), the smaller OP reverses its sign near the surface. Thus, there is

a surface region, which size is comparable to the superconducting coherence length ξ , where s_{\pm} -superconductivity is superseded by the conventional one. The reason for this OP sign reversal is the interband surface scattering R_{12} because it is energetically more favorable to minimize the OP gradient term along the quasiparticle trajectory.



Fig. 2. Spatial profiles of the superconducting OP near the surface in the band *I* (panel (a)) and in the band *2* (panel (b)) for different values of interband surface scattering R_{12} . $\Delta_1^b \equiv 1$, $\Delta_2^b = -0.25$, T = 0.3, $(\lambda_{12}, \lambda_{11}, \lambda_{22}) = (0.004, -0.2771, -0.2241)$. $R_{12} = 1$ for black solid curve, 0.8 for dashed curve, 0.5 for dotted curve and 0.2 for dashed-dotted curve.

Fig. 1 demonstrates that the weaker the interband pair scattering potential the wider the region, where the conventional *s*-wave superconductivy exists. It can be qualitatively understood on the basis of the self-consistency equation (1): the phase of the smaller OP is determined to a great extent by the phase of the dominant OP via the term λ_{12} . The weaker this connection the less energy cost to reverse the phase.

The curves represented in Fig. 1 are calculated under the assumption of fully interband surface scattering $R_{12} = 1$, when the OP sign reversal is strongest. In order to investigate the effect in the more realistic situation one needs to take into account intraband scattering R_0 . The corresponding results are demonstrated in Fig. 2. It is seen that the region of reversed OP sign existence shrinks with increasing of R_0 . However the effect remains to be pronounced even if the portion of intraband scattering exceeds 50 %. Thus, we believe that the self-consistent OP treatment is essential for polycrystalline samples, for example, upon analyzing spectroscopic data.

Now we discuss how the described above OP spatial behavior affects the local density of states (LDOS) near the surface. Fig. 3 represents the LDOS at the surface (x = 0) as a function of quasiparticle energy. Left and right columns demonstrate the LDOS for the bands *1* and *2* separately. Upper row

shows LDOS plots, calculated taking into account the selfconsistent OP behavior. It should be compared to the low row, where LDOS is plotted for the same parameters, but with the non-selfconsistent OP equal to its bulk value.

As it was already discussed in the literature, in case if R_{12} is nonzero there are surface bound states in the system, which manifest themselves as wellpronounced peaks in the LDOS. As it is seen in Fig. 3, for the intermediate value of interband scattering there are qualitative differencies between selfconsistent and non-selfconsistent results. They can be summarize as follows: (i) while in the non-selfconsistent picture the bound state peaks are divided by the clearly defined gap, selfconsistency results in transforming this inner gap into "V"-shaped behavior, which is known to be more typical for the superconductors with OP nodes at the Fermi surface. We believe that this observation can be essential for interpreting experimental data. (ii) additional features (small peaks) appear in the subgap region upon taking into account selfconsistency.



Fig. 3. LDOS as a function of quasiparticle energy calculated at x = 0. Left column represents LDOS for the band *I*, while right column corresponds to the band *2*. Upper row demonstrates the results of selfconsistent calculations and lower one shows the LDOS assuming non-selfconsistent OP. $(\lambda_{12}, \lambda_{11}, \lambda_{22}) = (0.004, -0.2771, -0.2241), \Delta_1^b \equiv 1, \Delta_2^b = -0.25, T = 0.3, R_{12} = 0.5$.

The support by RFBR Grant 09-02-00779 and the programs of Physical Science Division of RAS is ac-knowledged.

1. Mazin I.I. et al. // Phys. Rev. Lett., 101, 057003 (2008).

2. Kuroki K., Onari S., Arita R., Usui H., Tanaka Y., Kontani H., and Aoki H. // Phys. Rev. Lett., **101**, 087004 (2008).

3. Eschrig M. // Phys. Rev. B, 61, 9061 (2000).

4. Eschrig M. // Phys. Rev. B, 80, 134511 (2009).

Проект изготовления российского ЭУФ-нанолитографа для производства СБИС по технологическим нормам 22 нм

Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: salashch@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время признано, что проекционная ЭУФ-литография на длине волны $\lambda = 13,5$ нм является наиболее рентабельной для массового изготовления современных интегральных схем. И хотя есть еще ряд не решенных технических проблем, ожидается, что по этой технологии начнется производство микросхем с минимальными размерами элементов 22 нм в течение следующих трех лет [1]. В перспективе размеры элементов могут быть уменьшены до 10 нм, а при дальнейшем уменьшении рабочей длины волны излучения до $\lambda = 6,7$ нм – и до 8 нм. В настоящем докладе рассматривается предлагаемая авторами программа изготовления российского нанолитографа на длине волны 13,5 нм.

Проект разработки нанолитографа является частью общей программы, направленной на создание производства для массового выпуска элементной базы наноэлектроники по технологии 22–16 нм, выполнение которой предполагается в течение 2010–2017 гг. в два этапа. 1-й этап (2010–2015) «Создание технологии и опытного производства наноэлектроники по нормам 32–22 нм» и 2-й этап (2013–2017) «Создание технологии и массового производства наноэлектроники по нормам 22–16 нм».

Создание ЭУФ-литографа связано с решением ряда проблем, к которым относятся следующие:

 Разработка эффективного, с большим сроком жизни источника излучения, включая системы защиты оптики от продуктов эрозии и формирования излучения в промежуточный фокус.

– Создание прецизионной асферической оптики с точностью формы поверхности $\approx 0,1$ нм при высоте микронеровностей $\approx 0,1-0,2$ нм.

 – Разработка технологии нанесения высокоотражающих покрытий на подложки со сложной формой поверхности с компенсацией напряжений и возможностью реставрации подложек.

 Разработка фоторезистов с разрешением до 10–20 нм при чувствительности 5–10 мДж/см².

Разработка технологии изготовления отражающих масок.

Программа разработки нанолитографа включает параллельную разработку технологии изготовления отражательных масок и оптимизацию фоторезистов. Соответственно с общей программой изготовление нанолитографа рассматривается также в два этапа. На первом этапе (2010–2013) предполагается разработка сканера с 2D-сканированием на основе 2-зеркального объектива для экспонирования пластин диаметром 300 мм по технологии 22 нм, который может применяться для оптимизации фоторезистов, отработки технологии и мелкосерийного производства микросхем.

Учитывая, что задачи оптимизации фоторезистов, отработки технологии изготовления чипов и совершенствования сканера желательно решать одновременно, целесообразно изготовление трех экземпляров сканеров, которые должны быть поставлены в организации, решающие эти задачи. Несмотря на невысокую производительность сканера и задержку по сравнению с ведущими странами с реализацией такого проекта, сканер поможет обеспечить технологический паритет России в области разработки СБИС по технологии 22 нм. Кроме того, опыт, приобретенный в ходе реализации этого проекта, позволит перейти ко второму этапу – созданию промышленного нанолитографа с 1D-сканированием, обеспечивающего экспонирование полупроводниковых пластин диаметром 300 по технологии 22-16 нм. Типичная схема сканера показана на рисунке.

Для промышленного сканера скорость экспонирования фоторезиста, в значительной мере определяемая применяемым источником излучения, предполагается до 150 пластин диаметром 300 мм в час. В настоящее время наиболее разработаны газоразрядные [2] и лазерно-плазменные [3] источники излучения, однако и на сегодняшний день выбор источника не закончен.

Представляется интересным применение в качестве источника излучения лазера на свободных электронах. По средней мощности излучения и отсутствию загрязнений элементов схемы продуктами эрозии это наиболее перспективный источник. Но стоимость изготовления и эксплуатации, габаритные размеры и вообще стационарное расположение такого источника делают проблематичным его применение в микроэлектронике.

Несомненный интерес представляют разрабатываемые в ИПФ РАН гиротронные источники излучения на длине волны 13,5 нм [4]. Но это направление находится на начальном этапе, и сложно предсказать его применение в нанолитографии.

Требования к элементам изображающей оптики и к оптическим системам вытекают из пространственного разрешения сканера (16–22 нм). По оценкам допустимая деформация волнового фронта, формируемого проекционным объективом, не должна превышать 0,2–0,3 нм. Учитывая независимый характер ошибок различных зеркал в многозеркальном объективе, для 6-зеркального объектива допустимая ошибка формы асферической поверхности каждого зеркала составляет $\approx 0,1$ нм.



Типичная схема сканера

Для изготовления, сертификации и юстировки прецизионной оптики необходимо иметь ряд ключевых технологий. В частности, для измерения деформации волновых фронтов на субнанометровом уровне необходимо развитие интерферометрии с дифракционной волной сравнения. Так как оптическая промышленность не может с такой точностью изготавливать оптические элементы, то кроме возможности измерять форму поверхностей с субнанометровой точностью необходимо развивать адекватные методы коррекции формы поверхности. Необходимо иметь технологию нанесения и прецизионную рефлектометрию многослойных структур на подложках со сложной, как правило асферической, формой поверхности. Поистине ключевое значение имеет технология бездеформационного монтажа прецизионных оптических элементов в держатели объектива.

Известно, что всей суммой перечисленных ключевых технологий обладает компания Carl Zeiss, но теперь практически весь комплекс технологий разработан и освоен и в ИФМ РАН [5].

В настоящее время в ИФМ РАН закончено изготовление стенда с проекционной схемой на основе асферического 2-зеркального объектива с расчетным разрешением 30 нм [6]. В качестве источника излучения применяется разборная «рентгеновская» трубка, что позволило на начальном этапе избежать ряда проблем, характерных для газоразрядного источника, таких как малое время безаварийной работы, необходимость защиты элементов схемы от загрязнений продуктами эрозии и воздействия высокоэнергетичных частиц; существенно проще решается проблема со спектральной фильтрацией излучений. В результате изготовления проекционного стенда появилась возможность продолжить исследования по оптимизации фоторезистов в условиях нанометрового пространственного разрешения, а также по отработке отражательных масок и изготовлению тестовых наноструктур. Результаты первых экспериментов представлены в докладе.

Для проведения исследований по оптимизации фоторезистов и изготовлению тестовых наноструктур необходимо уже на первом этапе начать разработку технологии изготовления как многослойных заготовок (mask-blanks) для отражательных масок, так и самих отражательных масок.

В разработке и изготовлении сканера предполагается участие ИФМ РАН, ОМО «Красногорский завод», ОАО «НИИМЭ и Микрон», ЗАО «Икс-Рей», ФГУП ГНЦ РФ «ТРИНИТИ», НПО «Планар», ИС РАН и МГУ при следующем разделении обязанностей.

<u>ИФМ РАН, ОАО «НИИМЭ и Микрон» и</u> <u>ОМО «Красногорский завод»</u> (интеграторы изготовления сканера) – разработка ТЗ на сканер и на его составные части; конструкторская разработка и изготовление сканера; разработка системы автоматизации и программного обеспечения; разработка и изготовление тестовых масок; выбор и приобретение (или изготовление) коллектора; сборка и тестирование сканера.

<u>НПО «Планар»</u> – разработка и изготовление системы сканирования и совмещения маски и фоторезиста, системы автофокуса, шлюзовой системы.

<u>ЗАО «Икс-Рэй»</u> – разработка и изготовление оптических элементов объектива и объектива, разборной «рентгеновской» трубки, спектральных фильтров, системы формирования излучения и освещения маски; участие в разработке систем автоматизации и программного обеспечения.

<u>ФГУП ГНЦ РФ «ТРИНИТИ»</u> – разработка и изготовление газоразрядного источника излучения со средней мощностью 100–125 Вт в 2% спектральной полосе и 2π страд на первом этапе и до 1 кВт – на втором.

<u>ИС РАН + МГУ</u> – разработка и изготовление системы защиты оптики; участие в оптимизации характеристик источника излучения; разработка технологии очистки оптических элементов схемы от загрязнений.

Важным элементом схемы является система коллектора и формирования излучения в промежуточном фокусе. По-видимому, на первом этапе целесообразна покупка коллектора полного внешнего отражения в компании Media Lario, Италия. Но возможно изготовление коллектора на основе двузеркальной системы нормального падения в компании «Икс-Рэй». Несмотря на то что коллектор нормального падения более чувствителен к загрязнениям и бомбардировке поверхности продуктами эрозии в источнике излучения и имеет на 20-30 % меньшую эффективность отражения на рабочей длине волны по сравнению с коллектором скользящего падения, он представляет значительный интерес. Во-первых, он может иметь большую геометрическую апертуру. Во-вторых, имеет меньшие коэффициенты отражения «фонового» излучения, что существенно уменьшает радиационную нагрузку на спектральный фильтр. В-третьих, поверхность первого отражающего зеркала больше удалена от источника излучения по сравнению со случаем коллектора скользящего падения, что может повысить эффективность систем защиты. Таким образом, выбор коллектора требует дополнительного изучения с реальным источником ЭУФ-излучения.

Для проведения работ по коррекции с субнанометровой точностью формы зеркал и прецизионной юстировки 2-зеркального объектива, а в будущем и 6-зеркального необходимо провести модернизацию лабораторного образца интерферометра с дифракционной волной сравнения, имеющегося в ИФМ РАН. Модернизация может быть проведена силами ИФМ РАН, ЗАО «Икс-Рэй» и ОМО «Красногорский завод».

Разработка технологии изготовления «mask blanks» (2010–2015 гг.)

Одна из основных проблем проекционной нанолитографии на длине волны 13,5 нм связана с разработкой отражательных масок с предельно низкой дефектностью. Основные требования к «mask blank», не достигнутые в настоящее время, выглядят следующим образом: неплоскостность с обеих сторон – не более 30 нм (P–V); микронеровности поверхности RMS – не более 0,15 нм; уровень дефектности – 0 дефектов размером более 50 нм и 0,003 дефекта/см² размером 30 нм.

Рисунок наносится методом электронной литографии по поверхности «mask blank». А производство «mask blanks» является отдельной задачей. Решение проблемы изготовления масок осложняется тем, что в настоящее время в мире отсутствует оборудование для инспекции микродефектов на требуемом уровне.

Представляется, что в России разработку технологий проводят совместно ОАО «НИИМЭ и Микрон», ЦФШ, ФТехИ РАН, ЗАО «Икс-Рей» и ИФМ РАН. ЗАО «Икс-Рэй» и ИФМ РАН создают технологическое оборудование и отрабатывают технологию нанесения МС методом ионнопучкового распыления, изготавливают специальный рефлектометр для измерения параметров многослойных структур. Разработки передаются в ЦФШ и ОАО «НИИМЭ и Микрон», которые готовят специальное помещение с особо чистыми зонами, оснащаются оборудованием для контроля дефектов размером до 30–50 нм, осваивают технологию нанесения МС, разрабатывают методы и оборудование для транспортировки «mask blanks», разрабатывают технологию получения рисунка на масках.

ФТехИ РАН и ОАО «НИИМЭ и Микрон» разрабатывают технологию травления (формирования) наноструктур по нормам 22–32 нм.

Оптимизация фоторезистов (2010-2015 гг.)

Исследования, направленные на оптимизацию фоторезистов, выполняются силами ИФМ РАН, ЗАО «Икс-Рэй», ИХ ННГУ. Оптимизация проходит по следующим параметрам: чувствительность, контраст, разрешение, неровность края линии (LER). Цель работы – разработка фоторезистов с чувствительностью около 5 мДж/см² при разрешении 20 нм и параметре *LER* ≈ 1–1,5 нм. Решаются вопросы нанесения тонких слоев фоторезистов (≈ 50-100 нм) с предельно малым числом микровключений и неоднородностей. В 2010 г. наряду с проведением подготовительных работ (разработка и изготовление «оптической» миры на отражение, выработка требований и приобретение необходимого оборудования и химреактивов, определение методов исходной очистки фоторезистов и способов их нанесения) предполагается начать исследования фоторезистов как на проекционной схеме, так и методом интерференционной литографии.

В ходе выполнения 1-го этапа должны быть:

 – разработана и изготовлена в 3 экземплярах установка экспонирования и совмещения с 2Dсканированием;

 – разработана технология производства СБИС
 с топологическими нормами 22 нм на пластинах диаметром 300 мм;

 – разработаны и апробированы новые фоторезисты для области 13,5 нм;

 разработана технология изготовления многослойных отражающих масок.

Второй этап разработки технологии проекционной ЭУФ-литографии с 1D-сканированием выполняется в 2013–2017 гг. Основные задачи этого этапа:

1. Разработка нанолитографа с 1D-сканированием, включающая в себя:

 – разработку отечественной сканирующей платформы;

 – разработку промышленной технологии производства внеосевой асферики с субнанометровой точностью;

– создание источника ЭУФ-излучения со средней мощностью 1000 Вт в 2% спектральной полосе и 2π страд.

2. Создание ЭУФ-фоторезистов, обеспечивающих пространственное разрешение на уровне 16 нм при чувствительности 5–10 мДж/см². 3. Технология производства элементов наноэлектроники (напыление, травление и др.) по нормам 22–16 нм.

4. Разработка радиационно-стойкого фильтра спектральной очистки излучения с пропусканием на длине волны $\lambda = 13,5$ нм на уровне 70%.

Имеющиеся заделы по ЭУФ-литографии в России

Несмотря на почти пятнадцатилетнее отставание старта отечественной программы ЭУФлитографии, в России имеются серьезные научные, технические и технологические заделы для успешного выполнения намеченных задач и создания в стране в оговоренные сроки производства микроэлектроники следующего поколения по технологическим нормам 16-22 нм. К таковым, прежде всего, следует отнести научную и технологическую школу, стоявшую у истоков развития мировой микроэлектроники, которая несмотря на четвертьвековые проблемы и потрясения сохранилась. На мировом уровне разработаны технологии изготовления и методы диагностики многослойных интерференционных зеркал [7]. Уже упоминался разработанный в ИФМ РАН уникальный лабораторный комплекс для изготовления и аттестации формы и волновых аберраций оптических систем с субнанометровой точностью. В области изготовления фильтров спектральной очистки излучения в ИФМ РАН и ЗАО «Икс-Рэй» развиты технологии, позволяющие получать фильтры с рекордными параметрами по рабочей апертуре, радиационной стойкости, механической прочности и коэффициенту пропускания на рабочей длине волны [8].

Следует отметить разработки ИС РАН [2] и ТРИНИТИ, Троицк, в области газоразрядных источников ЭУФ-излучения, методов защиты и очистки оптики от загрязнений, подтвержденные, в том числе, и многочисленными зарубежными и отечественными патентами. Разработанный в ТРИНИТИ оловянный источник излучения с вращающимися электродами обеспечил рекордную, до 700 Вт в 2% спектральной полосе и 2π страд, мощность излучения [9]. В рамках госконтракта с Росатомом в 2009 г. ими был разработан менее мощный, однако с повышенным временем жизни газоразрядный источник на ксеноне, по своим параметрам не уступающий мировым аналогам.

В заключение отметим интересные результаты, полученные совместно ИФМ РАН и Институтом химии при ННГУ, Н. Новгород, по оптимизации резистов для области 13,5 нм. В частности, в этих исследованиях были получены резисты с рекордной чувствительностью – до 1 мДж/см² [10]. Таким образом, мы видим, что в России существуют заделы мирового уровня по всем критическим технологиям, необходимым для создания отечественного ЭУФ-сканера, и научные и производственные коллективы, способные в кратчайшие сроки решить задачу.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00190, 08-02-00873 и 09-02-01473.

1. *Wagner, Ch.* EUV lithography: Lithography gets extreme / Ch. Wagner, N. Harned // Nature Photonics. 2010. V. 4. P. 24–26.

2. *Кошелев, К.Н.* Работы по созданию источников коротковолнового излучения для нового поколения литографии / К.Н. Кошелев, В.Е. Банин, Н.Н. Салащенко // УФН. 2007. Т. 177, вып. 7. С. 777–780.

3. *Brandt, D.C.* Laser Produced Plasma Source System Development / D.C. Brandt, I.V. Fomenkov, A.I. Ershov, W.N. Partlo, D.W. Myers, G.O. Vaschenko, O.V. Khodykin, A.N. Bykanov, J.R. Hoffman, Ch.P. Chrobak, N. R. Böwering // EUVL Symposium 2008 – Lake Tahoe CA.

4. Водопьянов, А.В. Источник жесткого ультрафиолетового излучения на основе ЭЦР-разряда / А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, Д.А. Мансфелд, А.Г. Николаев, К.П. Савкин, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, Г.Ю. Юшков // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, вып. 2. С. 103–106.

5. Клюенков, Е.Б. Работы по созданию и аттестации рентгенооптических элементов и систем сверхвысокого разрешения в ИФМ РАН / Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т. 73, № 1. С. 66–70.

6. Волгунов, Д.Г. Стенд проекционного ЭУФнанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Материалы симпозиума.

7. *Andreev, S.S.* Multilayer optics for XUV spectral region: technology fabrication and applications / S.S. Andreev, A.D. Akhsakhalyan, M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.V. Gaponov, S.A. Gusev, E.B. Kluenkov, K.A. Prokhorov, N.N. Salashchenko, F. Schafers, S.Yu. Zuev // Central European Journal of Physics 1. 2003. P. 191–209.

8. *Bibishkin, M. S.* Multilayer Zr/Si filters for EUV lithography and for radiation source metrology / M.S. Bibishkin, N.I. Chkhalo, S.A. Gusev, E.B. Kluenkov, A.Y. Lopatin, V.I. Luchin, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, L.A. Shmaenok, N.N. Tsybin, S.Y. Zuev // Proc. SPIE, 2008. V. 7025. P. 702502.

9. *Borisov, V.M.* Technological aspects of Sn RDE source development for HVM lithography / V.M. Borisov, G.N. Borisova, A.S. Ivanov, Yu.B. Kirukhin, O.B. Khristoforov, V.A. Mishchenko, A.V. Prokofiev, A.Yu. Vinokhodov // EUVL Symposium 2008 – Lake Tahoe CA.

10. *Булгакова, С.А.* Рентгенорезисты на основе полиметилметакрилата для спектрального диапазона 13 нм / С.А. Булгакова, А.Я. Лопатин, В.И. Лучин, Л.М. Мазанова, Н.Н. Салащенко // Поверхность. 1999. № 1. С. 133–139.

Microwave spectroscopy of defects in tunnel barriers of Josephson junctions

J. Lisenfeld, P. Bushev, C. Müller, J.H. Cole, A. Shnirman, and A.V. Ustinov

Karlsruhe Institute of Technology, D-76131 Karlsruhe, Germany. e-mail: ustinov@kit.edu

Josephson plasma oscillations in tunnel junctions used as superconducting phase qubits show signatures of coherent coupling to microscopic two-level fluctuators (TLFs). TLFs manifest themselves by avoided level crossings in the spectroscopic data reflecting the dependence of the Josephson plasma frequency on the current flowing through the junction. The microscopic TLFs are currently understood as nanoscale dipole states emerging from metastable lattice configurations in amorphous dielectrics forming the tunnel barrier of the Josephson junction or its shunting capacitor. A switching between different metastable charge configurations at low temperatures occurs by quantum tunneling, and such an atomic-scale charge displacement can be associated with the creation of an electrical dipole. Such a dipolar TLF couples to the electrical field inside the junction, which oscillates at the Josephson qubit (plasma) frequency. We will present our very recent experiments in which we a Josephson junction for manipulating the quantum state of a single TLF. Driving Rabi oscillations of a qubit tuned close to a resonance with TLF leads to the observation of true 4-level dynamics. The experimental data of the frequency components in the response of the driven 4level system show a clear asymmetry between biasing the Josephson junction above and below the fluctuators level-splitting.

TLFs can be excited at a resonance with the qubit thus allowing to study their individual properties by using a qubit for control and read-out of their quantum states. Often, it is found that the coherence time of a TLF exceeds that of the macroscopic qubit, which makes them very interesting candidates for quantum information processing. However, if the state of the TLF is controlled by resonant qubit interaction, the fidelity of quantum gates is limited by the short qubit coherence times. Our recent experiments demonstrated the existence of an effective direct coupling of the TLF to the external microwave field. This allows controlling the TLF's quantum state directly without involving short living excited states of the comprising qubit.

The qubit we were using is a phase qubit [1], consisting of a current-biased Josephson tunnel junction shunted by both an overlap capacitor and a superconducting inductor to create an (nonlinear) LC - resonant circuit. A schematic of the circuit is shown in Fig. 1(a). Microscopic TLFs are currently understood as nanoscale dipoles emerging from metastable lattice configurations in the amorphous dielectric [2] which constitutes the tunnel barrier of the qubit Josephson junction, as illustrated in Fig. 1(b) and 1(c). A switching between different charge configurations is possible even at low temperatures by quantum tunneling, and such an atomic-scale charge displacement can be associated with the creation of an electrical dipole. Thus, a TLF couples to the electrical field of the qubit, which oscillates at the qubit frequency.

For the qubit states, one uses the two Josephson phase eigenstates of lowest energy which are localized in a shallow potential well (see inset to Fig. 2), whose depth is controlled by the external magnetic flux through the qubit loop. The states are distinguished by the tunneling rate through the potential barrier, which is much larger from state |1> than from state |0>. This tunneling results in a change of the flux in the qubit loop, which is detected by an inductively coupled DC-SQUID. The qubit state is controlled by an externally applied microwave pulse, which in our sample is coupled capacitively to the Josephson junction. Details of the experimental setup can be found in Ref. [3]. All measurements presented here were taken at a sample temperature of 35 mK.

The qubit sample that we studied is based on Al/AlO_x/Al Josephson junctions. Spectroscopic data presented in Fig. 2 were taken in the whole accessible frequency range between 7.1 GHz and 8.1 GHz and showed only 3 avoided level crossings due to TLFs having a coupling strength larger than 10 MHz. We studied the qubit interacting with a fluctuator whose energy splitting was $\varepsilon_f/h = 7.805$ GHz. From its spectroscopic signature we extract a coupling strength $v / h \sim 25$ MHz. Direct measurements of the coherence times of this TLF indicate $T_{1,f} \sim 850$ ns and $T_{2,f} \sim 110$ ns.



Fig. 1. (a) Schematic of the phase qubit circuit. (b) Model of a Josephson junction. (c) Model of two-level states in an amorphous oxide (here silicon oxide is shown as an example).

Experimentally, we observe the tunneling probability P of the qubit from the excited state $|1\rangle$ after driving it resonantly with a short microwave pulse of varying duration. If the energy splitting of the qubit is tuned far away from that of the fluctuator, the qubit remains decoupled from the TLF and *P* displays the usual Rabi oscillations. If, in contrast, the qubit is tuned close to the resonance frequency of the TLF, the probability to measure the excited qubit state shows complicated time dependence, which is very sensitive to the chosen qubit bias.



Fig. 2. Spectroscopic data showing an increase in the tunneling probability P (color-coded) when the applied microwave frequency matches the qubit transition frequency. The zoom emphasizes an avoided level crossing due to a TLF. Inset: potential of the phase qubit indicating the first three energy levels and the resonant photon absorption process.



Fig. 3. (a) Rabi oscillation of the qubit excited state population probability and (b) its Fourier-transform, both plotted vs. driving frequency. (c) Numerical solution of the driven qubit-TLF system in the time domain and (d) its Fourier transform, reproducing the asymmetric foot-print of the TLF interacting with the qubit. The resonance frequency of the TLF is indicated by vertical lines.

Experimentally, we observe the tunneling probability P of the qubit from the excited state $|1\rangle$ after driving it resonantly with a short microwave pulse of varying duration. If the energy splitting of the qubit is tuned far away from that of the fluctuator, the qubit remains decoupled from the TLF and P displays the usual Rabi oscillations. If, in contrast, the qubit is tuned close to the resonance frequency of the TLF, the probability to measure the excited qubit state shows complicated time dependence, which is very sensitive to the chosen qubit bias. Figure 3(a) shows a set of time traces of P taken for different microwave drive frequencies. The Fourier-transform of this data is shown in Fig. 3(b). We note a striking asymmetry between the Fourier components appearing for positive and negative detuning of the qubit relative to the TLF's resonance frequency, which is indicated in Figs. 3(a, b) by the vertical lines at 7.805 GHz. Theoretical analysis gives strong indication that this asymmetry is due to virtual Raman-transitions involving higher levels in the qubit.

We identify three possible mechanisms which could break the symmetry: (i) Longitudinal coupling between qubit and TLF. In the case of a dipole coupling of TLF to the electric field of the qubit, this term would necessitate a constant electric field across the junction and is therefore not present. If, however, the TLF couples via a change in the critical current to the qubit, this coupling might indeed be strong. However such coupling was ruled out based on spectroscopy in Ref. [4] as well as by our preliminary spectroscopic data. (ii) Direct coupling of the TLF to the external field. Due to the presumably small size of the TLF this coupling should be negligible. (iii) Effective coupling of the TLF to the external driving field due to a second order Raman-like process in which the next higher level of the qubit $|1\rangle$ is virtually excited followed by a mutual flip of the TLF and the qubit. This gives an effective coupling of the TLF to the driving field which is only present when the qubit is (virtually) excited. We note that this process relies on a small anharmonicity of the potential well, which for the chosen bias was about 100 MHz.

To fully describe the experiment, we include decoherence in our calculations by solving the time evolution of the system's density matrix. The theoretical spectral response of the system obtained by solving the dynamical equations is shown in Fig. 3(c, d). This calculation quantitatively reproduces the data without additional fit parameters.

In conclusion, we studied the dynamics of a strongly driven system consisting of a phase qubit coupled to a TLF. The Fourier-analysis of the Rabi oscillation data reveals the characteristic pattern of transition frequencies in the coupled system. This asymmetric pattern is reproduced quantitatively by the presented theoretical model including virtual transitions to the qubit higher levels [5]. Our results also imply that the state of TLFs can be directly manipulated by external microwaves without the necessity of tuning into resonance with the qubit.

We would like to thank M. Ansmann and J.M. Martinis (University of California, Santa Barbara) for providing us with the sample that we measured in this work. This work was supported by the EU projects EuroSQIP and MIDAS.

1. Simmonds R.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 93, 077003 (2004).

2. *Esquinazi P. (Ed.)*, Tunneling Systems in Amorphous and Crystalline Solids. Springer Verlag, 1998.

3. Lisenfeld J., Lukashenko A., Ansmann M., Martinis J.M., and Ustinov A.V. // Phys. Rev. Lett. 99, 170504 (2007).

4. Lupascu A., Bertet P., Driessen E.F.C., Harmans C.J.P.M., and Mooij J.E. // Phys. Rev. B. 80, 172506 (2008).

5. Lisenfeld J., Mueller C., Cole J.H., Lukashenko A., Shnirman A., and Ustinov A.V. Rabi spectroscopy of a strongly driven qubit-fluctuator system. arXiv:0909.3425 (2009).

Terahertz Nanostructures

M. Shur

Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY, USA.

Relentless race for scaling down transistor feature sizes eventually down to 15 nm and increasing the transistor speed continues with the goal of expanding from the MHz and GHz frequency ranges into the THz range of frequencies. The THz range (defined as the frequency range between 0.3 THz and 30 THz) enables many important applications in defense, explosive detection, homeland security, space exploration, cancer detection, dentistry [1], environmental monitoring, and industrial controls (see Figures 1–4 and references [2, 3]).



Fig. 1. Explosive (TNT) detection using THz radiation [4]



Fig. 2. Terahertz Imaging of Basal Cell Carcinoma [5]



Fig. 3. THz image of ozone hole [6]



Fig. 4. Sub-THz scan of voids in space shuttle panel. Circles indicate the existence of voids [7].

These applications mostly use time domain THz spectroscopy requiring large and expensive machine using femtosecond laser pulses to excite THz radiation.

Hence, numerous applications of THz technology have been hindered by the lack of compact and efficient THz detectors and sources. This makes THz nanoelectronics technology ever more appealing, and transistor cutoff frequencies have been reached, which not so long ago deemed to be impossible.

Cutoff frequencies of CMOS with 45 nm feature sizes have reached the THz range (see Fig. 5) and Si CMOS Voltage Controlled Oscillators (VCOs) operated at 410 THz [8]. InGaAs HEMTs exhibited even higher cutoff frequencies (over 1 THz) [9].



Fig. 5. Cutoff frequencies of 45 nm NFET and PFET [10]

This gives hope that transistor and integrated circuits will work in the THz range [11]. THz transistor operation could be achieved by even further scaling (down to 15 nm or so) and/or using circuit solutions that are equivalent or similar to frequency multiplication, which is now done using Schottky diodes [12] or heterostructure barrier varactors (HBVs) [13] as nonlinear elements. At such small feature sizes, the electron transport in the device channel becomes ballistic [14, 15], and the problems needed to be solved for this approach to succeed include

- Parasitic resistances.
- Matching at THz frequencies.
- Lack of design tools for ballistic transistors.

The latter problem is linked to the device operation, which is completely different in the ballistic regime. In future THz transistors, electrons will experience very few, if any, collisions with impurities or lattice vibrations, electron inertia will play a crucial role, and electrons experience many electron-electron collisions behaving as a two-dimensional (2D) fluid rather than as a 2D electron gas [16].

Fig. 6 illustrates the parasitics problem. It shows the "parasitics" cutoff frequency defined as

$$f_T = \frac{1}{2\pi R_s C_f},$$

where R_s is the parasitic series resistance (including the resistance of the source and drain contacts and the resistance of ungated regions) and $C_f = \varepsilon_0 \varepsilon W$ is the fringing capacitance. Here W is the device width, ε_0 is the vacuum dielectric permittivity, and ε is the semiconductor dielectric constant. In this calculation, we assumed the effective electron mobility of 0.2 m²/V·s, $\varepsilon_0 = 12.9$ and $\varepsilon_0 = 8.9$ for InGaAs and InGaN and sheet carrier densities of 10^{16} m⁻² and 10^{17} m⁻² for InGaAs and InGaN, respectively.



Fig. 6. f_T limited by parasitics (THz) versus length of ungated regions (μ m). Top, middle, and bottom curves for each material are for combined source and drain series resistances of 0, 0.1, and 0.5 ohm-mm.

This figure clearly shows advantages of nitride semiconductors for THz applications, which are also bolstered by predicted high electron velocities in nitride semiconductors [17].

Fig. 7 shows the proposed solution [18] to reducing the parasitic resistances using additional C^3 contacts. [20] These contacts, which are not annealed, allow for a self-aligned design and are used to induce high electron carrier concentration in the ungated regions by additional DC biases. Fig. 8 illustrates the predicted improvement.



Fig. 7. Proposed 5-terminal THz transistor [18]



Fig. 8. Cutoff frequency for conventional GaN-based and 5-terminal THz MOSHFET [18].

The matching problem is easy to understand by comparing the wavelength of THz radiation in vacuum (ranging from 1 mm at 300 GHz to 10 micron at 30 THz) with typical feature sizes of THz transistors (15 to 100 nm gate lengths and 1 to 10 micron gate width).

At nanoscale feature sizes, conventional notion of "electron mobility" becomes completely invalid. In the limiting case of the ballistic channel, electrons do not experience any collisions with impurities or lattice vibrations and do not lose any momentum travelling between the source and the drain. They lose this momentum entering the drain or source contacts. This leads to the concept of the "ballistic mobility", μ_{bal} , first proposed in [20], see also [21–23]:

$$\mu_{bal} = \alpha \frac{eL}{mv}$$
,

where *e* is the electron charge, *L* is the channel length, m is the electron effective mass, *v* is the Fermi velocity for a degenerate electron gas and the thermal velocity for a non-degenerate electron gas, and α is a constant of the order of unity, which is slightly different for degenerate, non-degenerate and 2D and 3D ballistic electrons [23].

The electron velocity in high electric fields is also quite different for electrons in a field effect transistor channel from that in conventional 3D semiconductor structures [24–27]. The electron runaway effects reduce the peak electron velocity in device channels that are much longer than the mean free path. The electron quantization effects cause negative differential conductivity in quantized 2D channels [24, 27] caused by both runaway and electron intervalley transition.

The effect of interface layers is no longer limited by a trivial interface roughness scattering. Rather, the electron wave function penetration entangles transverse electron motion and quantized states and makes the electron (or hole) effective mass to be dependent on the electron velocity in the device channel [28]. As a consequence, at high electron velocities, the electron wavefunction might shift from the quantum well into the cladding layers [28]. This allows for creating device structures, where the electron velocity is determined by the material in the quantum well but the breakdown field is determined primarily or fully by the cladding layers. The consequences of the ballistic transport for THz transistors are even more dramatic. Fig. 9 shows the equivalent circuit of a collision-dominated semiconductor channel. The admittance of ballistic sample as a function of frequency is shown in Fig. 10.

3D
$$\sigma_0 = \frac{e \mu n S}{L}$$
 $\mathbf{L} = \frac{L m}{e^2 n S}$
 $\circ - \sqrt{\sqrt{-0}}$
2D $\sigma_0 = \frac{e \mu n_s W}{L}$ $\mathbf{L} = \frac{L m}{e^2 n_s W}$

Fig. 9. Equivalent circuit of collision dominated sample. S is the device cross section (Drude model). *L* and *W* are the device length and width, respectively, μ is the low field mobility, and *n* and *n_s* are three dimensional and two dimensional electron concentrations, respectively [23].



Fig. 10. Real and imaginary parts of admittance of 2D and 3D ballistic sample in dimensionless units. Here v_F is the Fermi velocity, $\omega = 2\pi f$ and f is frequency [23].

As seen from Fig. 10, collision-dominated equivalent circuits are not applicable for ballistic devices. At low frequencies, such that $\omega L/v_F \rightarrow 0$, a ballistic device might still be represented by an equivalent circuit consisting of a resistor and an inductance connected in series but with a completely different circuit component given (for the 2D case) by:

$$\sigma_o = \frac{e\mu_{bal}n_sW}{L} = \frac{\alpha e^2 n_sW}{mv_F},$$
$$\mathbf{L} = \frac{Lm}{e^2 \alpha^2 n_s W}.$$

At such low frequencies, oscillations of the electron density in the ballistic device are similar to conventional plasma waves (i.e. waves of the electron density). (Using the language of equivalent circuits, the plasma wave frequency is the frequency of the resonance in the circuit formed by shunting the inductance given by the above equation with the gate-to-channel capacitance.)

Fig. 11 shows the frequency $f_o = \omega_o/(2\pi)$ corresponding to the smallest zero of the imaginary part

of admittance in Fig. 10. The conventional theory of plasma waves applies at frequencies $f \ll f_o$.

Plasma wave electronics has emerged as a very promising direction in THz electronics [16, 28]. Plasma waves (which are oscillations of the electron density in the device channel) propagate with a much faster velocities than the electron drift, and they can be used for generation [16, 29] and detection of THz radiation.

A THz beam impinging on a FET excites plasma waves in the gated and ungated sections of the device channel. The ungated plasma waves are coupled more efficiently to the THz radiation. The frequency of the gated plasma waves can be tuned by the gate bias. The gated and ungated plasma waves can interact resulting in a complicated excitation pattern. Ideally, the channel plays a role of a resonant cavity for the plasma waves. In reality, these waves are often overdamped. The rectification of the resonant or overdamped plasma waves leads to an additional induced drain bias that can be used to detect the THz radiation. The device bias strongly affects the plasma wave frequency and amplitude, and biasing the device close to the drain current saturation regime greatly enhances the plasma wave THz detector responsivity.



Fig. 11. Frequency $f_{\sigma} = \omega_{\sigma}/(2\pi)$ corresponding to the smallest zero of the imaginary part of Im(Y) in Fig. 10.

In a ballistic channel, the drain current causes the plasma wave instability that can lead to the THz emission [16] first reported in [29, 30]. The generated power is from a single nanometer scale FET is quite small but orders of magnitude improvements have been predicted for the FET arrays [31]. Even when the plasma waves are overdamped, which is typical for samples longer than the mean free path, transistor nonlinearities rectify the variations of the electron density forced by the terahertz signal, and this rectified signal can be used to detect THz radiation [32, 33] and by moving the transistor with respect to the THz beam to obtain images revealing the coupling pattern of the THz [34].

THz plasma wave electronics holds promise of developing tunable sources and tunable sensitive detectors of sub-THz and THz radiation using nanoscale FETs.

1. Crawley D.A., Longbottom C., Cole B.E., Ciesla C.M., Arnone D., Wallace V.P., Pepper M. Terahertz Pulse Imaging: A Pilot Study of Potential Applications in Dentistry // Caries Res. 2003; 37:352–359.

2. Woolard D., Loerop W., and Shur M.S. (Editors) Terahertz Sensing Technology. V. 1: Electronic Devices and Advanced Systems Technology. World Scientific, 2003. ISBN 981-238-334-4.

3. Woolard D., Loerop W., and Shur M.S. (Editors) Terahertz Sensing Technology. V. 2: Emerging Scientific Applications and Novel Device Concepts. World Scientific, 2003. ISBN 981-238-611-423.

4. Chen Y., Liu H., Fitch M.J., Osiander R., Spicer J.B., Shur M.S., Zhang X.C. THz diffuse reflectance spectra of selected explosives and related compounds // Passive Millimeter-Wave Imaging Technology VIII / Edited by Appleby R., Wikner D.A.: Proceedings of the SPIE. V. 5790, p. 19–24 (2005).

5. Woodward R.M., Wallace V.P., Pye R.J., Cole B.E., Arnone D.D. Ed. H. Linfield and M. Pepper. Terahertz Pulse Imaging of ex vivo Basal Cell Carcinoma // Journal of Investigative Dermatology. 2003. 120, 72–78.

6. Levelt P.F., Hilsenrath E., Leppelmeier G.W., van den Oord C.H.J., Bhartia P.K., Tamminen J., de Hann J.P., and Veefkind J.P. Science objectives of the ozone monitoring instrument // IEEE Trans. On Geoscience And Remote Sensing, V. 44, No. 5, 1199–1208 (2006).

7. Zhong H., Karpowicz N., Xu J., Deng Y., Ussery W., Shur M., Zhang X.-C. Inspection of space shuttle insulation foam defects using a 0.2 THz Gunn diode oscillator // Infrared and Millimeter Waves, 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics: Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference. 2004, p. 753–754.

8. Seok E., Cao C., Shim D., Arenas D.J., Tanner D.B., Hung C.-M., and O K.K. A 410 GHz CMOS push-push oscillator with an on-chip patch antenna // IEEE Int. Solid-State Circuits Conf. 2008, p. 472–473.

9. Lai R., Mei X.B., Deal W.R., Yoshida W., Kim Y.M., Liu P.H., Lee J., Uyeda J., Radisic V., Lange M., Gaier T., Samoska L., Fung A. Sub 50 nm InP HEMT Device with f_{max} Greater than 1 THz // IEDM Technical Digest, p. 609 (2007).

10. Lee S., Jagannathan B., Narasimha S., Chou A., Zamdmer N., Johnson J., Williams R., Wagner L., Kim J., Plouchart J.-O., Pekarik J., Springer S. and Freeman G. Record RF performance of 45-nm SOI CMOS Technology // IEDM Technical Digest, p. 225 (2007).

11. O K.K., Chang M.C.F., Shur M., and Knap W. Sub-Millimeter Wave Signal Generation and Detection in CMOS // Microwave Symposium Digest, MTT'09, MTT-S International, p. 185–188, June (2009).

12. Maestrini A., Ward J., Chattopadhyay G., Schlecht E., and Mehdi I. Terahertz sources based on frequency multiplication and their applications // Frequenz, Journal of RF-Engineering and Telecommunications, Issue 5/6 2008, V. 62, p. 118–122, May/June 2008.

13. H. L. Hartnagel, V. Ichizli and M. Rodríguez-Gironés, Surface/interface issues in THz electronics, Applied Surface Science, Vol. 190, Issues 1-4, 8 May 2002, p. 428-436.

14. *M.S. Shur*. Influence of Non-Uniform Field Distribution in the Channel on the Frequency Performance of GaAs FETs // Electronics Letters, 12, No. 23, p. 615-616 (1976).

15. *M.S. Shur and L.F. Eastman*. Ballistic Transport in Semiconductors at Low-Temperatures for Low Power High Speed Logic // IEEE Transactions Electron Devices, V. ED-26, No. 11, p. 1677-1683, November (1979).

16. *M. Dyakonov and M. Shur.* Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current // Phys. Rev. Lett., v. 71, 2465 (1993).

17. S.K. O'Leary, B.E. Foutz, M.S. Shur, and L.F. Eastman. Steady-State and Transient Electron Transport Within the III-V nitride semiconductors, GaN, AlN, and

InN: A Review, J. Mater. Sci.: Mater Electron v. 17, p. 87–126 (2006).

18. G. Simin, M. Shur and R. Gaska. THz GaN-based transistor with field and space-charge control electrodes IJHSES. V. 19, No. 7–14, 1 (2009).

19. G. Simin, R. Gaska, and M. Shur, Novel R.F. Devices with Multiple Capacitively-Coupled Electrodes, Microwave Symposium Digest, MTT'09, MTT-S International, p. 445–448, June (2009).

20. A.A. Kastalsky and M.S. Shur. Conductance of Small Semiconductor Devices, Solid State Comm. V. 39, No. 6, p. 715–718 (1981).

21. K. Lee and M.S. Shur. Impedance of Thin Semiconductor Films // J. Appl. Phys. V. 54, No. 7, p. 4028– 4034, July (1983).

22. *M.S. Shur.* Low Ballistic Mobility in Submicron High Electron Mobility Transistors // IEEE EDL. V. 23, No 9, p. 511–513, September (2002).

23. *A.P. Dmitriev and M.S. Shur.* Ballistic admittance: Periodic variation with frequency // Appl. Phys. Lett, 89, 142102 (2006).

24. A. Dmitriev, V. Kachorovskii, M.S. Shur, and M. Stroscio. Electron Runaway and Negative Differential Mobility in Two Dimensional Electron or Hole Gas in Elementary Semiconductors, Solid State Comm, V. 113, Issue: 10, p. 565–568, February 15, 2000.

25. A. Dmitriev, V. Kachorovskii, M.S. Shur, and M. Stroscio. Electron Drift Velocity of Two Dimensional Electron Gas in Compound Semiconductors, International Journal of High Speed Electronics and Systems, Invited, V. 10, No 1, p. 103–110, March 2000.

26. A. Dmitriev, V. Kachorovskii, M.S. Shur, and M. Stroscio. Electron Runaway and Negative Differential Mobility in Two Dimensional Electron or Hole Gas in Elementary Semiconductors, Solid State Comm., V. 113, Issue: 10, p. 565–568, February 15, 2000.

27. *A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, and M. S. Shur.* High-Field Transport in a Dense Two Dimensional Electron Gas in Elementary Semiconductors //J. Appl. Phys. V. 89, p. 3793–3797, April 1, 2001.

28. *M. Dyakonov and M.S. Shur*, Consequences of Space Dependence of Effective Mass in Heterostructures // J. Appl. Phys. Vol. 84, No. 7, p. 3726-3730, October 1 (1998).

29. Y. Deng, R. Kersting, J. Xu, R. Ascazubi, X.C. Zhang, M.S. Shur, R. Gaska, G.S. Simin and M.A. Khan, and V. Ryzhii. Millimeter Wave Emission from GaN HEMT // Appl. Phys. Lett. V. 84, No 15, p. 70–72, January 2004.

30. W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. Popov, and M.S. Shur. Emission of terahertz radiation by plasma waves in 60 nm AlInAs/InGaAs high electron mobility transistors // Appl. Phys. Lett. 84, No 13, 2331–2333, March 29 (2004).

31. *V.V. Popov, G.M. Tsymbalov, and M.S. Shur.* Plasma Wave Instability and Amplification of Terahertz Radiation in Field-Effect-Transistor Arrays // J. Phys. Condens. Matter 20 384208 (2008).

32. *M. Dyakonov and M. Shur*. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by twodimensional electronic fluid // IEEE Transactions on Electron Devices, v. 43, 380 (1996).

33. *W.J. Stillman and M.S. Shur.* Closing the Gap: Plasma Wave Electronic Terahertz Detectors // J. Nanoelectronics and Optoelectronics. V. 2, No. 3, p. 209–221, December 2007.

34. D.B. Veksler, A.V. Muravjov, V.Yu. Kachorovskii, T.A. Elkhatib, K.N. Salama, X.-C. Zhang and M.S. Shur. Imaging of field-effect transistors by focused terahertz radiation, Solid-State Electronics. V. 53, Issue 6, June 2009, P. 571–573.

Квантоворазмерные гетероструктуры AlGaN для оптоэлектроники глубокого УФ-диапазона: молекулярная эпитаксия, структурные, оптические и лазерные свойства

С.В. Иванов¹, В.Н. Жмерик¹, Е.В. Луценко²

¹ ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая, 26.

²Институт общей физики им. Б.Я. Степанова, Беларусь, 220072 Минск, пр. Независимости, 68.

e-mail: ivan@beam.ioffe.ru

Развитие полупроводниковой оптоэлектроники на основе соединений AlGaN с максимальной шириной запрещенной зоны 6.1 эВ во многом определяет дальнейший прогресс в применении ультрафиолетового (УФ) излучения с рабочими длинами волн $\lambda = 210-400$ нм для биомедицинских исследований, в компактных приборах обеззараживания воды и воздуха, для обработки УФчувствительных материалов, а также в системах обнаружения биологических угроз, в средствах скрытой и помехоустойчивой оптической связи и др. В настоящее время наибольшие успехи в этой области связаны с продвижением на рынок светоизлучающих диодов (СД) с $\lambda = 226-280$ нм и выходной мощностью одного чипа 0.1-5 мВт соответственно [1-3]. Однако до сих пор все выпускаемые УФ-СД характеризуются относительно невысокой квантовой эффективностью ~1%, которая резко снижается (как и выходная мощность) с уменьшением λ. Кроме того, эти приборы имеют ограниченный срок службы. не превышающий 2000 часов. Еще большие сложности существуют для УФ-лазерных диодов, для которых только в 2008 г. была достигнута $\lambda = 336$ нм, а для меньших λ лазерное излучение (вплоть до минимальной 214 нм) наблюдалось лишь при оптической накачке с пороговой плотностью мощности более 1 MBт/см² при комнатной температуре [4–6].

Проблемы в этой области связаны, в первую очередь, с резким снижением структурного качества AlGaN гетероструктур (ГС) при увеличении содержания Al выше 20%, отсутствием эффектов локализации носителей, что при достаточно большой плотности дефектов 10^8-10^{-9} см⁻² приводит к резкому снижению эффективности излучательной рекомбинации. Кроме того, имеются сложности в получении высоких проводимостей *n*- и *p*-типа в AlGaN слоях с высоким содержанием Al.

Наиболее активно развиваемыми технологиями роста AlGaN ГС являются газофазные эпитаксиальные (ГФЭ) технологии, а также различные разновидности молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ): на основе высокотемпературного крекинга аммиака или плазменной активации азота (МПЭ ПА). К достоинствам МПЭ-технологий относятся отсутствие паразитных газофазных реакций ТМАІ-NH₃, приводящих к формированию дефектов в слоях, возможность достижения для $Al_xGa_{1-x}N:Mg$ (до $x \sim 0.4$) уровней *p*-легирования $\sim 10^{17}$ см⁻³ без постростовой активации примеси [7], а также прецизионный контроль толщины слоя на уровне лучше 1 монослоя (МС). В настоящее время с использованием NH₃-МПЭ получены СД с минимальной $\lambda = 250$ нм и выходной мощностью ~0.1 мВт [8], а с использованием МПЭ ПА недавно продемонстрированы высокоэффективные квантово-размерные ГС, излучающие в диапазоне длин волн 220–250 нм [9].

В докладе представлены оригинальные результаты исследований по синтезу методом МПЭ ПА эпитаксиальных слоев и квантово-размерных ГС-соединений $Al_xGa_{1-x}N$ с x > 0.4 и исследованию их структурных, оптических и лазерных характеристик. В частности, будут рассмотрены следующие вопросы: a) кинетика МПЭ ПА роста AlGaN в полном диапазоне составов, б) процессы образования и развития прорастающих дислокаций (ПД) в AlGaN слоях и ГС, выращенных на подложках ссапфира, в) развитие нового метода субмонослойной дискретной эпитаксии (СДЭ) для прецизионного формирования квантово-размерных AlGaN ГС [10], г) реализация на основе AlGaN ГС УФ СД и лазеров с оптической накачкой.

Лля ростовых экспериментов использовалась установка Compact 21Т (RIBER CA) с плазменным источником HD-25 (OAR). Методики in-situ диагностики МПЭ ПА роста включали оптическую рефлектометрию и дифракцию быстрых отраженных электронов, a *ex-situ* – растровую и просвечивающую (в т.ч. и с высоким разрешением) электронную микроскопию (ПЭМ), рентгеновскую дифрактометрию, низкотемпературную (5 К) фотолюминесценцию (ФЛ) (в т.ч. с временным разрешением до 0.2 пс), температурные зависимости ФЛ (10-300 К). Для возбуждения лазерного излучения в сколотых резонаторах длиной 0.8-1.0 мм использовалось излучение 4-й гармоники Nd-YAG лазера с длиной волны 266 нм. Для измерения электролюминесценции (ЭЛ) с помощью стандартных для А³N постростовых технологий из СД ГС изготавливались диоды с размером контактных площадок 0.35-1.0 мм.

Исследования кинетики МПЭ ПА роста слоев AlGaN на подложках c-Al₂O₃ показали, что металл-обогащенные условия с отношением полного потока элементов III группы к потоку активированного азота III/N* ~ 1.5–2 являются наиболее предпочтительными для получения атомарногладкой поверхности роста при относительно низких температурах ~700 °С. Дополнительно такие условия роста позволяют управлять содержанием Al в слоях с точностью до 1–2% лишь изменением потока Al. В этом режиме были выращены слои $Al_xGa_{1-x}N$ (x = 0-1) и определен параметр провисания зависимости ширины запрещенной зоны от x - 1.1 эВ [10].

При разработке начальных стадий роста AlGaN ГС наиболее эффективным оказался подход, использующий последовательно буферный слой AlN (250 нм), напряженную сверхрешетку (СР) AlN/AlGaN с периодом 10 нм и средним x = 0.9, а также ступенчатое снижение состава посредством одного или нескольких переходных слоев с x = 0.6-0.8. Согласно результатам ПЭМ, такой подход обеспечивает снижение (фильтрацию) плотности ПД на порядок величины, причем плотность винтовых ПД снижалась до $1.5 \cdot 10^9$ см⁻² в активной области AlGaN ГС с КЯ, находящейся на расстоянии ~1.7 мкм от подложки (рис. 1).



Рис. 1. Изображение поперечного сечения AlGaN ГС с КЯ, полученное с помощью ПЭМ при условиях наблюдения g = (0002).



Рис. 2. Спектры ЭЛ гетероструктуры СД с тремя КЯ 3 нм- $Al_{0.40}Ga_{0.60}$ М/7нм- $Al_{0.55}Ga_{0.45}$ N и *р*-эмиттерным слоем GaN:Мg при различных прямых токах.

Формирование КЯ методом СДЭ осуществлялось путем введения короткопериодной СР с суб-МС вставками GaN в материал AlGaN барьера (5– 6 вставок в 3 нм КЯ). Модуляция состава отчетливо наблюдалась с помощью ПЭМ (рис. 1, вставка). Исследования температурных зависимостей ФЛслоев и структур с КЯ позволили идентифицировать пики ФЛ КЯ, полученные в диапазоне длин волн 260–320 нм и демонстрирующие большие времена жизни (до 2 нс), что свидетельствует о наличии локализационных эффектов в КЯ [10]. На рис. 2 представлены спектры ЭЛ-синтезированных СД ГС с тремя КЯ Al_{0.40}Ga_{0.60}M/Al_{0.55}Ga_{0.45}N, электронным блокирующим слоем в виде СДЭ СР 20×AlN/GaN (толщина 20 нм и средний x = 0.6) и *р*-эмиттерным слоем GaN:Mg, полученные при различных токах накачки. Максимум излучения соответствует $\lambda = 320$ нм. Структуры демонстрировали пока достаточно большое сопротивление, связанное, вероятно, с недостаточно высоким уровнем легирования слоев *n*-Al_{0.55}Ga_{0.45}N:Si, поскольку концентрация дырок в верхнем слое *p*-GaN составляла ~10¹⁸ см⁻³ [11].



Рис. 3. Спектры торцевой ФЛ при оптическом возбуждении ГС с МКЯ $Al_{0.39}Ga_{0.61}N/Al_{0.49}Ga_{0.51}N$.

Наиболее интересными представляются результаты по получению оптически возбуждаемого лазерного УФ-излучения в двойных ГС с раздельным ограничением и МКЯ, выращенных МПЭ ПА. Эксперименты показали, что релаксации напряжений в КЯ не происходит, если изменение х на интерфейсе не превышает $\Delta x = 0.1$. А оптимизация параметров лазерной ГС путем решения волнового уравнения в приближении плоских волн позволила создать оптимальные условия возбуждения для фундаментальной моды с фактором оптического ограничения около 9% и минимально необходимым коэффициентом материального оптического усиления лишь 400 см⁻¹ в случаях расчета при величине внутренних потерь 20 см⁻¹. В результате для КЯ была достигнута пороговая плотность мощности генерации 0.8 MBт/см² на длине волны 303 нм (рис. 3) [12], которая соответствует лучшим результатам, полученным для структур, выращенных методом ГФЭ [6, 13].

Работа поддержана РФФИ (09-02-01397) и программой ОФН РАН «Новые материалы и структуры».

1. Shur M.S. et al. // Proc. SPIE, 689419 (2008) 689419.

2. Adivarahan V. et al. // Appl. Phys. Expr., 2 (2009) 092102.

3. Hirayama H. et al. // Phys. Stat. Sol. (c), 5 (2008) 2969.

4. Yoshida H. et al. // Appl. Phys. Lett. 93 (2008) 241106.

5. Takano T. et al. // Appl. Phys. Lett. 84 (2004) 3567.

6. Shatalov M. et al. // Jpn. J. Appl. Phys. 45 (2006) L1286.

7. Komissarova T.A. et al. // Phys. Stat. Sol. (c), 6 (2009) S466.

8. Nikishin S. et al. // Proc. SPIE, 6121 (2006) 61210T.

9. Bhattacharyya A. et al. // Appl. Phys. Lett., 94 (2009) 181907.

10. Jmerik V.N. et al. // J. Cryst. Growth, 311 (2009) 2080.

11. Жмерик В.Н. и др. // ФТП, 42 (2008)1452.

12. Jmerik V.N. et al. (submitted to Appl. Phys. Lett.).

13. Kneissl M. et al. // J. Appl. Phys., 101 (2007) 123103.

Полупроводниковые нитевидные кристаллы: рост, оптические и электрофизические свойства

Г.Э. Цырлин

Институт аналитического приборостроения РАН, Рижский пр., 26, Санкт-Петербург. Санкт-Петербургский академический университет – научно-образовательный центр нанотехнологий РАН, ул. Хлопина, д. 8/3, Санкт-Петербург.

Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН,

ул. Политехническия институт им А.Ф. Поффет Ант, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург. e-mail: cirlin@beam.ioffe.ru

В настоящее время наблюдается повышенный интерес к исследованию процессов формирования нитевидных кристаллов и исследованию их свойств. Нитевидными нанокристаллами (ННК), или нановискерами, называют кристаллы с поперечным размером порядка 10-100 нм и длиной, на порядок и более превосходящей поперечный размер. Заметный прогресс в области понимания процессов роста ННК позволяет предположить, что возможно получение ННК полупроводниковых соединений АЗВ5 на поверхности различных подложек с низким уровнем структурных дефектов, недостижимых для массивных слоев. Данное предположение базируется на том факте, что развитая поверхность ННК способствует релаксации напряжений, связанных с рассогласованием решеток не за счет образования структурных дефектов (дислокаций несоответствия), а за счет образования роста граней ННК. Обычно ННК выращивают с помощью внешнего катализатора, в большинстве случаев золота. Однако в ряде случаев атомы золота могут встраиваться в растущий кристалл, что приводит к неконтролируемому легированию и деградации оптических и электрофизических свойств ННК. В настоящей работе рассматриваются фундаментальные и прикладные аспекты синтеза, свойств и приложений полупроводниковых ННК в системе АЗВ5. Следует подчеркнуть, что ННК формируются не в результате процессов самоорганизации, как многие другие наноструктуры, а за счет предварительной подготовки поверхности. Возможность прецизионного контроля диаметра, высоты, формы, плотности, структуры и состава ННК является, на наш взгляд, одним из основных преимуществ, позволяющим существенно улучшить свойства материала и создать новое поколение функциональных наноустройств с качественно новыми характеристиками.

Процессы формирования ННК

В данном разделе рассматриваются особенности формирования ННК при эпитаксиальном росте. Основное внимание уделено методу молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Показано, что в большинстве случаев основным механизмом роста является диффузионный, когда высота ННК определяется не только общим количеством осажденного материала, но и процессами диффузии адатомов по боковым стенкам ННК. В качестве примеров каталитического роста ННК (в качестве катализатора обычно используется золото) рассмотрены как бинарные соединения (GaAs, InAs, InP и т. д.), так и тройные соединения (AlGaAs, InAsP и т. д.). Кроме того, показано, что формирование ННК возможно и без применения внешнего катализатора на примерах роста GaAs и GaN.

Рассмотрены процессы гетероэпитаксиального роста A3B5 ННК на поверхности кремния. В данном разделе показано, что возможен эпитаксиальный рост когерентных ННК даже при больших рассогласованиях постоянных решетки (более 11%). При этом показано, что существуют области диаметров ННК, менее которых ННК когерентны, а при превышении некоторого критического диаметра ННК либо дислоцированы, либо не растут.

На примерах гетероэпитаксиальных систем InAsP/InP, GaN/AIN и AlGaAs/GaAs показано, что возможна реализация гибридных структур типа «квантовая точка в ННК». Размеры нановключений более узкозонного материала для оптимизированных условий роста составляют 3–25 нм, что является достаточным для проявления квантоворазмерных эффектов.

Показано, что A3B5 ННК формируются преимущественно в вюрцитной (гексагональной) фазе, при этом рассмотрены ростовые условия, позволяющие уменьшить плотность кристаллографических дефектов типа переброски кристаллографической фазы (twins).

Показано, что возможно формирование упорядоченных массивов ННК с помощью метода электронной литографии.

На рисунке приведены типичные примеры роста ННК для различных материалов АЗВ5.

Оптические свойства ННК

В данном разделе рассматриваются оптические свойства массивов ННК, приводится сравнение оптического качества ННК, выращенных на собственных подложках и подложках кремния, обсуждаются отражательные и абсорбционные свойства ННК на примере GaAs. Кроме того, обсуждаются оптические свойства одиночных ННК, а также одиночных ННК, содержащих нановключения узкозонных материалов на примере гетеросистем InAsP/InP и AlGaAs/GaAs. Показано, что при оптимальных условиях роста ширина линии подобных гибридных ННК составляет ~120 мкэВ, что свидетельствует о нуль-мерном характере подобных включений.



Изображения, полученные методом сканирующей электронной микроскопии образцов ННК. GaAs (a), GaP (b), InAs (b), InP (c), GaN (d), упорядоченных массивов GaAs (c).

Электрофизические свойства ННК

В данном разделе рассматриваются следующие проблемы:

– Исследование транспортных свойств одиночных InP ННК как преднамеренно легированных, так и нелегированных. Показано, что при увеличении потока кремния (который в общем случае для МПЭ является примесью *n*-типа) возможно создание проводящих ННК при степени легирования ~ $5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Вольт-амперные характеристики в данном случае являются линейными. Для нелегированных ННК характерен полупроводниковый вид ВАХ. При повышении степени легирования ННК развивается латеральный рост ННК.

– Исследование фотовольтаических свойств ННК на примере системы GaAs(111) на подложках *n*-типа – легированные *p*-типом GaAs ННК в зависимости от температуры выращивания ННК. Показано, что для массива ННК максимум эффективности преобразования световой энергии достигает 1.65%, что является на настоящий момент рекордными цифрами для массивов GaAs HHK.

В заключение рассмотрены возможные области приборных приложений ННК в нанофотонике, наноэлектронике и нанобиотехнологии. Автор выражает благодарность В.Г. Дубровскому, Ю.Б. Самсоненко, И.П. Сошникову, Н.В. Сибиреву, Н.К. Полякову, М. Tchernycheva, J.-C. Harmand, G. Patriarche, F. Glas, V. Zwiller, N. Akopyan, U. Perinetti за полезные обсуждения и участие в проведении данной работы.

Работа была поддержана грантами РФФИ, программами Президиума РАН, Отделения нанотехнологий и информационных технологий (ОНИТ) РАН, Санкт-Петербургского научного центра РАН и программами Министерства науки и образования РФ.

Контроль и рост НgTe-квантовых ям

Н.Н. Михайлов¹, С.А. Дворецкий¹, В.А. Швец¹, З.Д. Квон¹, Е.Б. Ольшанецкий¹, С.Н. Данилов², С.Д. Ганичев²

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. ак. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск.

² Terahertz Center, University of Regensburg, Universitätsstraße 31, 93040 Regensburg, Germany.

e-mail: mikhailov@isp.nsc.ru

Уникальные возможности технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) теллуридов кадмия и ртути (КРТ) позволяют выращивать наноструктуры с заданным профилем состава и таким образом управлять зонной структурой. Малая эффективная масса и большая подвижность позволяют получить большое ландау-расщепление и перекрытие уровней, ослабление эффекта локализации электронов, что крайне важно для создания и проектирования приборов спинтроники. Интерес к квантовым ямам на основе HgTe вызван как с точки зрения получения новых знаний о физических процессах при квантовании в узкозонных полупроводниках, так и с точки зрения практического применения в излучающих и приемных устройствах инфракрасного (ИК) и терагерцового (ТГц) диапазонов. Особенность зонной структуры НдТе позволяет получать прямозонные и инверсные квантовые ямы. Создание симметричных и асимметричных квантовых ям за счет как изменения уровня легирования, так и изменения состава позволит расширить область исследований.

Нами представлены результаты по контролируемому с помощью эллипсометрии росту симметричных и асимметричных одиночных и множественных (013) CdHgTe/HgTe/CdHgTe квантовых ям (КЯ) на CdTe/ZnTe/GaAs методом МЛЭ. Нами разработан метод контроля толщины и состава *in situ*, что позволяет выращивать HgTe KЯ с заданным дизайном. Концентрация 2D-электронов определяется уровнем легирования индием спейсеров CdHgTe. Проведены измерения квантового эффекта Холла и фотогальванического эффекта в ИК- и TГц-диапазонах.

1. Симметричные НдТе КЯ

При выращивании симметричных КРТ КЯ со ступенчатым изменением состава (резкими границами раздела) эллипсометрические параметры Ψ и Δ в плоскости Ψ – Δ описываются кусочноспиральными кривыми. На рис. 1 показана схема слоев для одиночной HgTe KЯ и эволюция эллипсометрических параметров при росте такой структуры.

Положение точек изломов и характер изменения параметров на кривой позволяют определить толщину и состав растущего слоя. При этом толщина определяется с точностью, не хуже одного монослоя. Точность определения состава не хуже 0,002. Выращены одиночные и множественные HgTe KЯ толщиной 5–22 нм в обкладках спейсера с составом 0,6–0,8 мольных долей и толщиной 25–35 нм. Уровень легирования спейсеров в центральной части составлял 10¹⁴–10¹⁷ см⁻³ [1].



Рис. 1. a – схема слоев HgTe; δ – эволюция эллипсометрических параметров Δ и ψ при росте HgTe KЯ. ОА и ВС – рост широкозонного слоя; AB – рост КЯ; СД – рост CdTe.

Для одиночных [1] и множественных (до 30) НgTe KЯ наблюдался большой фотогальванический эффект (ФГЭ) для линейно и циркулярно поляризованного излучения в диапазоне от 6 до 400 мкм. Схема измерения и результаты измерения ФГЭ представлены на рис. 2.



Рис. 2. Зависимость фототока 30 HgTe KЯ, вызванного эллиптически поляризованным излучением с $\lambda \sim 148$ мкм (ϕ – угол между плоскостью KЯ и плоскостью поляризации излучения). На вставке схема измерения $\Phi\Gamma$ Э.

В выращенных КЯ наблюдался двумерный электронный газ, с подвижностью $5 \cdot 10^5$ см²/В·с для концентрации электронов $3 \cdot 10^{11}$ см⁻² (легирование индием спейсеров до концентрации ~ $3 \cdot 10^{15}$ см⁻³). При низком уровне легирования

спейсеров (< $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³) двумерная электронная система в (013) НgTe KЯ представляет собой двумерный полуметалл, возникающий в результате перекрытия зоны проводимости и валентной зоны. Величина перекрытия ~10 мэВ. Результаты магнитополевых измерений для таких структур представлены на рис. 3 [2]. При подаче напряжения на затвор $V_g = +1,5$ В в HgTe KЯ существует только электронный газ, концентрация которого увеличивается с ростом напряжения на затворе. При отрицательных напряжениях на затворе наблюдается знакопеременное поведение $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$, что говорит о существовании в HgTe KЯ двумерной электронно-дырочной системы (рис. 3, *a*).



Рис. 3. Зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для электроннодырочной системы в HgTe KЯ при T = 50 мK и напряжении на затворе: *a*) $V_g = -0.5$ B и δ) $V_g = +0.5$ B.

В точке зарядовой нейтральности концентрации двумерных электронов и дырок равны $(5-7)\cdot10^{10}$ см⁻², а соответствующие подвижности $2\cdot10^5$ см²/В·с и $5\cdot10^4$ см²/В·с.

2. Асимметричные НgTe КЯ

При выращивании HgTe КЯ с градиентом состава изменение Ψ и Δ в плоскости Ψ - Δ не имеет характерных изломов (рис. 4). В точке С, соответствующей переходу к градиенту состава, также не наблюдается излома кривой, что характерно при выращивании КЯ с резкими краями (см. рис. 1, б). Анализ показывает, что характерные изломы на кривой наблюдаются в плоскостях $d\Psi/d\Delta - \Psi(\Delta)$ или $d\Delta/d\Psi - \Psi(\Delta)$ [3]. Расчеты показали, что такой метод обеспечивает контроль при росте асимметричных HgTe КЯ с градиентом состава в стенке в интервале 0,06-0,6 мол. дол. СdTe/нм. Для проверки были выращены асимметричные квантовые ямы с градиентом состава ~0,04 мол. дол./нм. На рис. 5 показаны изменения dΔ/dΨ в плоскости d∆/dΨ – Ψ. Расчет сделан для градиента в КЯ от 0,02 до 0,06 мол. дол./нм с шагом 0,01 (участок CD на вставке к рис. 4). В плоскости $d\Delta/d\Psi - \Psi$ в точке C наблюдается излом на кривой зависимости. Из приведенных данных видно, что градиент состава на экспериментальной зависимости различный и составляет 0,03 на толщине 6 нм от точки C и далее 0,045 соответственно.



Рис. 4. Экспериментальная траектория эллипсометрических параметров Ψ и Δ в плоскости $\Psi - \Delta$, измеренная в процессе роста асимметричной квантовой ямы, схематично показанной на вставке.



Рис. 5. Траектория параметров $d\Delta/d\Psi$ и Ψ в плоскости $d\Delta/d\Psi - \Psi$ для участка *CD* (вставка рис. 4) с градиентом состава асимметричной HgTe KЯ. Точки – эксперимент. Сплошные линии – расчет для различного градиента состава. Пунктирные линии – линии постоянной толщины.

Выводы

Приведены данные по контролю при росте с заданным профилем распределения состава симметричных и асимметричных (013) CdHgTe/HgTe/CdHgTe KЯ. В симметричных сильнолегированных КЯ наблюдается двухмерный электронный газ с высокой подвижностью и двумерный электронно-дырочный газ в слаболегированных структурах. HgTe KЯ имеют высокую чувствительность для линейно и циркулярно поляризованного излучения в широкой области спектра от среднего ИК до ТГц.

1. Дворецкий С.А., Квон Д.Х., Михайлов Н.Н., Швец В.А., Виттман Б., Данилов С.А., Ганичев С.Д., Асеев А.Л. // Оптический журнал, **12**, 69 (2009).

2. Ольшанецкий Е.Б., Квон З.Д., Энтин М.В., Магарилл Л.И., Михайлов Н.Н., Парм И.О., Дворецкий С.А. // Письма в ЖЭТФ, **89**, 338 (2009).

3. Швец В.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. // ЖТФ, **79**, 41 (2009).
Осцилляции Шубникова – де Гааза в нанокомпозитном материале на основе InN

T.A. Комиссарова¹, М.А. Шахов¹, В.Н. Жмерик¹, Х. Wang², Р. Paturi³, А. Yoshikawa⁴, P.B. Парфеньев¹, С.В. Иванов¹

> ¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. ²Peking University, Beijing 100871, China. ³Wihuri Physical Laboratory, University of Turku, Finland. ⁴Chiba University, Chiba, Japan. e-mail: komissarova@mig.phys.msu.ru

Общепринятая в настоящее время ширина запрещенной зоны эпитаксиального нитрида индия E_{σ} (~0.67 эВ), а также теоретически предсказанные небольшие значения эффективной массы электронов и их высокая подвижность (4400 см²/В·с для $n_e \sim 10^{16}$ см⁻³ при 300 К и 30000 см²/В·с при 77 К) делают его перспективным материалом для применения в оптоэлектронике видимого и ближнего ИК спектральных диапазонов, а также в СВЧ-электронике, реализованных полностью на основе нитридов III группы [1]. Однако достоверно измерить эффективную массу электронов в InN до сих пор не удалось. Экспериментально измеренные величины минимальной концентрации $(n_{\min} \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3})$ и максимальной подвижности $(\mu_{\text{max}} \sim 2370 \text{ см}^2/\text{B·c})$ электронов в InN намного хуже теоретически предсказанных и, кроме того, варьируются в широких пределах для разных образцов, так что контролировать их довольно трудно. Для практической реализации InN в составе гетероструктур необходимо получать слои с заданными транспортными характеристиками, что требует достоверных знаний об основных факторах, определяющих электрофизические свойства InN.

Большинство теоретических предсказаний и экспериментальных работ были сделаны в рамках рассмотрения InN как обычного полупроводника. Однако известно, что малая энергия связи In-N, приводящая к метастабильности этого соединения, и существование преципитатов металлического In на ростовой поверхности приводят к спонтанному формированию нанокластеров индия в процессе роста InN. Было показано, что нанокластеры металлического индия оказывают существенное влияние на оптические [2] и электрические свойства [3] пленок InN. Полученные результаты указывают на то, что практически весь известный нам эпитаксиальный InN не является обычным полупроводником, а представляет собой нанокомпозитный материал, состоящий из полупроводниковой матрицы InN и нанокластеров металлического In. Одним из прямых методов определения электронной структуры вырожденного полупроводника (какой представляет собой полупроводниковая матрица InN) является измерение осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ). Однако существует лишь одна работа, посвященная исследованию осцилляций ШдГ в InN [4]. К тому же, анализ результатов измерений в данной работе проводился без учета того, что нитрид индия является металл-полупроводниковым нанокомпозитом.

В настоящем докладе представлены результаты исследований пленок InN, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. Толщина слоев варьировалась в диапазоне 0.25–1.06 мкм.

Для определения значений концентрации *n* и подвижности μ электронов в полупроводниковой матрице InN были измерены и аппроксимированы в рамках модели, учитывающей влияние нанокластеров In, полевые зависимости коэффициента Холла R_X в магнитных полях до 30 Тл [3]. Пример полевой зависимости R_X и ее аппроксимация представлены на рис. 1. Толщина слоев *d* и вычисленные значения *n* и μ при температуре T = 4.2 К приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры матрицы в исследованных пленках InN

Образец	<i>d</i> , мкм	n, cm^{-3}	μ , см ² /В·с
1	0.54	$4.6 \cdot 10^{18}$	2200
2	0.63	$2.4 \cdot 10^{18}$	1500
3	1.06	$3 \cdot 10^{18}$	2300
4	0.25	$1.5 \cdot 10^{19}$	1400



Рис. 1. Экспериментальная зависимость модуля коэффициента Холла от магнитного поля при 4.2 К для образца 1 (сплошная линия) и теоретическая кривая, полученная в рамках модели, учитывающей наличие нанокластеров In в исследуемом нанокомпозитном материале [3] (штриховая линия).

Использование сильных магнитных полей и высокие значения подвижности электронов в полупроводниковой матрице исследованных пленок InN позволили наблюдать осцилляции ШдГ поперечного магнитосопротивления (МС) в широком температурном диапазоне 1.6–50 К для всех образцов (1–4). Из температурных зависимостей амплитуды осцилляций ШдГ с использованием соотношения (1) были сделаны оценки величины циклотронной эффективной массы электронов на уровне Ферми m^* (рис. 2).

$$\frac{A(T,B)}{A(T_2,B)} = \frac{T}{T_2} \frac{\sinh\left(\beta T_2 \frac{m^*}{m_0}/B\right)}{\sinh\left(\beta T \frac{m^*}{m_0}/B\right)},$$

$$\beta = 2\pi^2 k_B m_0 / \hbar e.$$
(1)



Рис. 2. Температурные зависимости амплитуды осцилляций ШдГ для образца 2 (точки) и их аппроксимация с использованием соотношения (1) (штриховая линия) при разных величинах магнитного поля.

Для образцов с различной концентрацией электронов в полупроводниковой матрице величина m^* варьировалась в диапазоне $(0.05-0.09)m_0$. Также было обнаружено, что циклотронная эффективная масса электронов на уровне Ферми увеличивается при увеличении магнитного поля, что может быть объяснено непараболичностью зоны проводимости в InN.

Из периода осцилляций ШдГ поперечного МС была определена концентрация квантованных электронов $n_{III\partial\Gamma}$ (таблица 2). Величина $n_{III\partial\Gamma}$ меньше величины n, определенной из полевых зависимостей R_H , что говорит о том, что в проводимость полупроводниковой матрицы InN в исследуемом нанокомпозитном материале вносят вклад и неквантованные электроны.

Таблица 2

Концентрация электронов, определенная из эффекта Холла *n* и из периода осцилляций ШдГ *n*_{ШдГ}

Образец	n, cm^{-3}	$n_{III\partial\Gamma}, \mathrm{cm}^{-3}$
1	$4.6 \cdot 10^{18}$	$1.2 \cdot 10^{18}$
2	$2.4 \cdot 10^{18}$	$1.4 \cdot 10^{18}$
3	$3 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$
4	$1.5 \cdot 10^{19}$	$1.2 \cdot 10^{19}$

В недавних работах, посвященных исследованию электрофизических свойств пленок InN, было обнаружено, что на поверхности слоев InN существует электронный аккумуляционный слой, который оказывает влияние на измеряемые транспортные характеристики [5]. В данной работе для того, чтобы определить, не связаны ли наблюдаемые осцилляции с двумерным поверхностным слоем, были измерены полевые зависимости продольного МС, осцилляции которого в случае двумерной проводимости наблюдаться не должны. Однако осцилляции продольного МС во всех исследованных образцах (1-4) наблюдались, и периоды осцилляций поперечного и продольного МС совпали (рис. 3). Из этого можно сделать вывод, что наблюдаемые осцилляции являются объемным эффектом. В докладе также будут обсуждаться причины изменения фазы осцилляций ШдГ при переходе от поперечного к продольному МС, наблюдаемого на рис. 3, и высказаны соображения о природе квантованных и неквантованных электронов.



Рис. 3. Осцилляции поперечного (сплошная линия) и продольного (штриховая линия) магнитосопротивления при *T* = 4.2 К для образца 1.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ и программы Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов».

1. *Chin, V.W.L.* Eectron mobilities in gallium, indium, and aluminum nitrides / V.W.L Chin, T.L. Tansley, T. Osotchan // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. C. 7365–7372.

2. Shubina, T.V. Inconsistency of basic optical processes in plasmonic nanocomposites / T.V. Shubina, V.A. Kosobukin, T.A. Komissarova, V.N. Jmerik, A.N. Semenov, B.Ya. Meltser, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov, A. Vasson, J. Leymarie, N.A. Gippius, T. Araki, T. Akagi, Y. Nanishi // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 153105-1– 153105-4.

3. *Komissarova, T.A.* Abnormal magnetic-field dependence of Hall coefficient in InN epilayers / T.A. Komissarova, M.A. Shakhov, V.N. Jmerik, T.V. Shubina, R.V. Parfeniev, S.V. Ivanov, X. Wang, A. Yoshikawa // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 012107-1–012107-3.

4. Inushima, T. Electron density dependence of the electronic structure of InN epitaxial layers grown on sapphire(0001) / T. Inushima, M. Higashiwaki, T. Matsui, T. Takenobu, M. Motokawa // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 085210-1-085210-10.

5. Yim, J.W.L. Effects of surface states on electrical characteristics of InN and $In_xGa_{1-x}N / J.W.L.$ Yim, R.E. Jones, K.M. Yu, J.W. Ager III, W. Walukiewicz, W.J. Schaff, J. Wu // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 041303-1–041303-4.

Температурное тушение и динамика фотолюминесценции структур GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами

М.В. Кочиев, М.Х. Нгуен, Н.Н. Сибельдин, М.Л. Скориков, В.А. Цветков

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва. e-mail: tsv@sci.lebedev.ru

Мелкие квантовые ямы (КЯ) представляют собой простейший и интересный объект исследования. Они имеют лишь по одному уровню размерного квантования для каждого типа носителей заряда: электронов, тяжелых и легких дырок. Энергия локализации носителей заряда в мелких КЯ составляет 10-20 мэВ; поэтому процессы захвата и эмиссии носителей должны идти с рассеянием на акустических фононах (а не оптических фононах, как в глубоких КЯ), и они мало изучены. Энергия связи экситонов в мелких КЯ увеличивается не очень сильно (в 1,5-2 раза) по отношению к их энергии связи в объемном полупроводнике (в GaAs она около 4 мэВ). Таким образом, уже при температуре жидкого азота большая часть экситонов в мелких КЯ должна быть ионизована, и, кроме этого, должны достаточно интенсивно идти процессы тепловой эмиссии неравновесных носителей заряда из КЯ. Поэтому представляют интерес исследования динамики фотолюминесценции (ФЛ) в мелких КЯ в области температур от гелиевых до азотных, с тем чтобы изучить процессы тепловой ионизации экситонов, эмиссии и захвата носителей заряда в КЯ.

Исследования ФЛ и кинетики ФЛ проводились на номинально нелегированной структуре GaAs/Al_{0.05}Ga_{0.95}As, содержащей две туннельно изолированные КЯ шириной d = 3 и 4 нм, толщина Al_{0.05}Ga_{0.95}As барьерного слоя между которыми составляла 60 нм ($E_g^{\text{GaAs}} = 1,512$ эВ, $E_g^{\text{AlGaAs}} = 1,600$ эВ при T = 4,2 К). Для исследования кинетики ФЛ использовался метод смешения импульсно-возбуждаемого рекомбинационного излучения структуры с задержанным стробирующим лазерным импульсом в нелинейном кристалле. В результате генерировалось, а затем регистрировалось излучение на суммарной частоте [1]. Источником коротких световых импульсов служил перестраиваемый Ті-сапфировый лазер с синхронизацией мод (частота повторения импульсов 76 МГц), настроенный на длину волны 754 нм $(hv_{exc} = 1,644 \text{ 3B});$ длительность импульсов его излучения - 2,5 пс, их спектральная ширина -2 нм. Усредненная мощность накачки образца не превышала $P \approx 10,5$ мВт (~4 Вт/см²). Образец помещался в оптическом криостате с регулировкой температуры. Измерения проводились в диапазоне температур 5-75 К. Интегральные по времени спектры ФЛ структуры при тех же условиях возбуждения регистрировались обычным образом при помощи спектрометра с ПЗС-приемником.

На рис. 1 приведены спектры Φ Л из КЯ структуры при различных температурах и средней мощности возбуждения P = 10,5 мВт. Каждый спектр состоит из двух полос люминесценции *W* и *N*, обусловленных рекомбинацией неравновесных носителей в КЯ структуры шириной 4 нм (полоса ФЛ с меньшей энергией) и 3 нм (полоса с большей энергией) соответственно [2].



Рис. 1. Спектры ФЛ исследуемой структуры при различных температурах.

Видно, что при низких температурах каждая полоса содержит две линии люминесценции. Более высокоэнергетическая узкая линия в каждой полосе ФЛ обусловлена рекомбинацией свободных экситонов, линия большей ширины с меньшей энергией – по-видимому, излучением из локализованных состояний в КЯ. С ростом температуры положение полос ФЛ смещается в сторону меньших энергий из-за уменьшения ширины запрещенной зоны. Интенсивность люминесценции при T > 35 К быстро уменьшается, при этом из-за уширения линий с ростом температуры полоса люминесценции из каждой КЯ выглядит как одна линия.

Зависимости нормированной интегральной интенсивности $\Phi Л \eta(T) = \Phi(T)/\Phi(5 \text{ K})$ от обратной температуры, полученные при двух разных уровнях возбуждения, для КЯ шириной 3 нм показаны на рис. 2, *а*. Видно, что при большем уровне накачки уменьшение η начинается при более высоких температурах, хотя основной спад η (больше чем на порядок) в том и другом случае происходит при T > 35 K.

Результаты исследования кинетики ФЛ в той же КЯ приведены на рис. 2, δ . Сплошными кружками показано, как изменяется с ростом температуры постоянная времени затухания ФЛ τ . Видно, что она тоже резко уменьшается при T > 35 К. Зная $\tau(T)$ и $\eta(T)$, легко вычислить излучательное (τ_{rr}) и безызлучательное (τ_{ur}) время жизни эксито-

нов. Соответствующие зависимости (треугольники с вершинами вниз и вверх) также показаны на рис. 2, б.



Рис. 2. Зависимости от обратной температуры: a – нормированной интегральной интенсивности ФЛ η и δ – постоянной времени затухания ФЛ τ и рассчитанных из него излучательного (τ_r) и безызлучательного (τ_{nr}) времен жизни. Прямые линии – аппроксимация спада в области высоких температур законом Аррениуса.

Заметим, что при T > 40 К ($\eta(T) \ll 1$) конкретный ход зависимости $\eta(T)$ не влияет на τ_{nr} : $\tau_{nr} \approx \tau$. Ап-

проксимируя спад τ_{nr} в области высоких температур законом Аррениуса: $\tau_{nr} \sim \exp(\Delta/T)$, – получаем $\Delta^N \approx (214 \pm 13)$ К ((18 ± 1) мэВ). Аналогично, обрабатывая кинетику ФЛ КЯ шириной 4 нм, имеем $\Delta^W \approx (22 \pm 1)$ мэВ.

Полученные значения Δ^N и Δ^W являются энергиями активации температурного тушения $\Phi \Pi$ в КЯ шириной 3 и 4 нм соответственно.

Полученные значения энергий активации для КЯ нашей структуры больше чем в два раза превышают значения энергий активации в аналогичных структурах GaAs/AlGaAs с мелкими КЯ, имеющими близкие к нашим ямам энергии локализации носителей заряда [3]. Разница в результатах может быть связана с различиями в дизайне и качестве структур, возможной зависимостью энергии активации от уровня накачки и от других условий возбуждения (так, в [3] возбуждение было внутриямным).

Работа проводилась при поддержке Программы поддержки ведущих научных школ (проект НШ-4454.2008.2), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-02-01438), ПФИ П РАН № 27.

1. Shah J. Ultrafast luminescence spectroscopy using sum frequency generation // IEEE Journ. of Quantum Electronics. 1988. V. 24, No. 2. P. 276–288.

2. Sibeldin N.N., Skorikov M.L., Tsvetkov V.A. Formation of charged excitonic complexes in shallow quantum wells of undopted GaAs/AlGaAs structures under belowbarrier and above-barrier photoexcitation // Nanotechnology. 2001. V. 5, No. 4. P. 591–596.

3. *Tignon J., Heller O. et al.* Excitonic recombination dynamics in shallow quantum wells // Phys. Rev. B. 1998. V. 58, No. 11. P. 7076–7085.

Нелинейная спиновая динамика в магнитных мезоструктурах, индуцированная спин-поляризованным током

М.Ю. Чиненков^{1,2}, А.Ф. Попков^{1,2}, Н.А. Мазуркин², В.И. Корнеев²

¹ФГУП НИИФП им. Ф.В. Лукина, проезд 4806, д. 6, Москва, Зеленоград. ²МИЭТ (технический университет), проезд 4806, д. 5, Москва, Зеленоград. e-mail: afpopkov@inbox.ru

Спиновой транспорт в металлических и полупроводниковых структурах существенно связан со спиновой зависимостью пространственной релаксации импульса электронов в магнитной среде. Именно благодаря различию длины свободного пробега электронов проводимости с различающейся проекцией спина на ось квантования, параллельную полному спину магнитной среды, возникают явления гигантского магнитосопротивления в проводящих гетероструктурах и спиновой поляризации протекающего тока. Длина релаксации продольной компоненты спина – спин-диффузионная длина - при этом может существенно превышать длину свободного пробега электрона проводимости, что позволяет сохранять спиновую поляризацию тока на этой длине. Различие указанных мезоскопических масштабов в магнитных и немагнитных слоях гетероструктуры определяет разнообразие наблюдаемых спин-транспортных явлений, интенсивно исследуемых в последнее время [1]. Приток либо отток спинов заданной ориентации может приводить к неустойчивости в магнитной подсистеме наноразмерной структуры и изменению микромагнитного начального состояния. С практической точки зрения эти явления могут служить основой для создания нового поколения спинтронных элементов энергонезависимой магниторезистивной памяти и микроволновых перестраиваемых током наногенераторов. Для практической реализации таких устройств необходимо снижение токов переключения спинов и автогенерации, повышение мощности и добротности микроволновых автоколебаний, поиск технологичных конструкций.

Автоэмиссионный механизм передачи врашательного момента. Представляет интерес возможность использования в качестве спинового поляризатора автоэмиссионных магнитных катодов, обладающих спин-поляризующей способностью. Для создания подобного авоэмиттера можно использовать разработанную технологию магнитных зондов для АСМ/МСМ-микроскопии. Характерные токи автоэмиссии лежат в области пороговых значений спин-транспортных переключений спин-вентильных наностолбчатых структур и поэтому могут использоваться для переключения состояний магнитных наноразмерных элементов. Многозондовые картриджи со спин-поляризующими автоэмиссионными наконечниками могут оказаться перспективными для разработки нового типа сверхплотной магнитной памяти с токовой записью, сочетающей элементы микромеханики и спинтроники. В работе проводится

анализ баллистического механизма переноса вращательного момента для магнитной структуры в геометрии автоэмиссионного облучения током магнитного катода в приближении Зоммерфельда для двухтоковой модели.

Макроспиновая модель динамической системы. Существенная часть исследований явлений индуцированного током изменения магнитных состояний в мезоструктуре тесно связана с анализом уравнений магнитодинамики, учитывающих вращательный и полевой члены, обусловленные переносом спинов для разных геометрий намагничивания. Здесь следует выделить два различающихся подхода – макроспиновое и микромагнитное приближения. Макроспиновая модель, в которой скоррелированная спиновая подсистема мезоструктуры предполагается пространственно однородной, справедлива на характерных размерах, сравнимых с обменной длиной $l_{ex} \sim 5$ нм. В [2] показано, что макроспиновая модель удовлетворительно описывает основные явления индуцированной током магнитодинамики мезоструктур на масштабах менее 4-5 *l*_{ex}. Динамическая система в макроспиновой модели обладает конечномерным фазовым пространством, что позволяет в ряде случаев проанализировать все механизмы бифуркационных изменений достаточно детально до конца [3, 4]. Если макроспиновый подход представляется наиболее актуальным для анализа работы точечных автогенераторов, то микромагнитный – для моделирования матричной системы обменно-связанных спинтронных автогенераторов. В настоящей работе в рамках макроспиновой модели проводится бифуркационный анализ магнитодинамической системы на плоскости параметров «ток - поле» для принципиально различающихся геометрий спиновой поляризации тока и намагничивания магнитной мезоструктуры - копланарной плоскостной и взаимоперпендикулярной. Показано, что имеются несколько различных типов бифуркаций, определяющих механизмы мягкого и жесткого рождения/исчезновения, а также слипания циклов макроспиновой прецессии. При этом мягкое рождение характеризуется конечной частотой прецессии, а жесткое рождение и слипание циклов сопровождаются обращением частоты прецессии в нуль. Порог токовой автогенерации в мезоструктуре с вертикальной токовой поляризацией мало меняется с изменением внешнего магнитного поля при аксиальной симметрии и сильно зависит от угла наклона спиновой поляризации тока при нарушении этой симметрии. Подобная ситуация реализуется при отсутствии зависимости поляризационного префактора инду-

цированного током вращательного момента от угла между намагниченностью слоя и направлением спиновой поляризации тока. Величина критического тока потери устойчивости параллельного либо антипараллельного состояния и перехода к прецессии существенно меньше, чем для копланарной геометрии плоскостного намагничивания и спиновой поляризации. В случае аксиальной симметрии (взаимоперпендикулярная геометрия спиновой поляризации и плоскости слоя) переход в состояние прецессии не позволяет однозначно переключать состояния с параллельной и антипараллельной ориентацией. Возникновение однозначности требует нарушения аксиальной симметрии полевого намагничивания и спиновой поляризации.



Рис. 1. Траектории движения намагниченности на фазовой сфере (*a*) и бифуркационная диаграмма динамической системы на плоскости «ток – поле» (*б*) для перпендикулярной спиновой поляризации тока.

Ширина линии и добротность спиновых автоколебаний. Существенным механизмом, ограничивающим добротность спиновых автоколебаний в мезоскопических магнитных структурах, являются случайные отклонения ориентации намагниченности на траекториях спиновой прецессии, вызванные тепловыми флуктуациями спинов в незакрепленном магнитном слое. Вблизи бифуркационных линий перехода в автоколебательный режим строится теория сокращенного описания прецессии спинов, которая позволяет провести аналитическое описание спектральных линий и добротности автоколебаний [5]. Полученное аналитически выражение для ширины линии показывает, что основной механизм уширения линии связан с эффектом неизохронности колебаний [6]. При приближении к пороговому току генерации из-за падения параметра «прочности» цикла до нуля в точке бифуркации ширина линии резко возрастает. При этом в случае жесткого рождения цикла параметр «неизохронности» колебаний остается конечным, и поэтому форма линии асимметрична также и при пороговом значении тока. При приближении к точке рождения цикла добротность автоколебаний падает. Прямое численное моделирование спиновой динамики на основе исходных уравнений показывает, что уравнения сокращенного описания дают завышенное значение критического поля, выше которого происходит смена сценариев рождения прецессионного цикла с мягкого на жесткое. В связи с этим для более адекватного определения параметра «прочности» цикла предложена модель расчета параметров редуцированных уравнений на основе результатов прямого численного моделирования. В области больших значений токов, когда из одного цикла большой амплитуды рождаются два устойчивых цикла, характеризующиеся сильным выходом намагниченности из плоскости слоя, используемое приближение сокращенного описания автоколебаний перестает работать и для их описания с учетом шумов проведено микромагнитное моделирование с учетом термоиндуцированных случайных отклонений спинов. В последнем случае термофлуктуации оказывают существенное влияние на области существования многомодовых возбуждений из-за явлений межмодового переброса и сглаживают провалы в токовой зависимости добротности колебаний. Увеличение магнитного объема наногенератора за счет поперечных размеров приводит к нарушению монодоменности и возникновению многомодовости и пространственной неоднородности колебаний, что приводит к падению синхронности и добротности колебаний и появлению других нелинейных явлений, таких как конкуренция мод, биения колебаний и динамическая стохастизация. Важное значение здесь для увеличения добротности автоколебаний могут иметь методы нелинейной и внешней синхронизации [6].



Рис. 2. Зависимость частоты прецессии (a) и добротности спиновых автоколебаний (δ) от спин-поляризованного тока в наностолбчатой спин-вентильной структуре.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 09-02-00796), ФАПНИ (№ 02.523.11.3018), Минобрнауки РФ (№ 2.1.1/5169).

1. *Maekawa, S.* Concepts in Spin Electronics. – Oxford University Press, 2008. – 398 p. – (SST Ser. / Ed. R. J. Nicholas and H. Kamura).

2. *Rohart, S.* Limits of the macrospin model in cobalt nanodots with enhanced edge magnetic anisotropy / S. Rohart, V. Repain, A. Thiaville and S. Rousset // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 104401-7.

3. *Bertotti, G.* Bifurcation analysis of magnetization dynamics driven by spin transfer / G. Bertotti, A. Magni, R. Bonin, I.D. Mayergoyz, C. Serpico // JMMM. 2005. V. 290–291. P. 522–525.

4. Попков, А.Ф. Особенности спиновой динамики в наностолбчатой проводящей структуре под действием спин-поляризованного тока / А.Ф. Попков, М.Ю. Чиненков // Структурные и динамические эффекты в упорядоченных средах : межвузовский сборник научных статей. Уфа : РИЦ БашГУ, 2009. С. 84–93.

5. Попков, А.Ф. Влияние тепловых флуктуаций на автоколебания спинов в микроволновом генераторе / А.Ф. Попков, М.Ю Чиненков // Письма ЖЭТФ. 2008. Т. 88, вып. 8. С. 624–628.

6. *Slavin, A.N.* Theory of mutual phase locking of spintorque nanosized oscillator / A.N. Slavin and V.S. Tiberkevich // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 104401-5.

Эффекты обменного и спин-орбитального взаимодействий как основа индуцированной подложкой модификации спиновой электронной структуры квантовых систем

А.М. Шикин

Санкт-Петербургский госуниверситет, Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург. e-mail: shikin@paloma.spbu.ru

Эффекты обменного и спин-орбитального взаимодействий в низкоразмерных системах различного типа, приводящие к существенной модификации спиновой электронной структуры, играют существенную роль в современной спинтронике. Результаты исследований, проведенных в последнее время, показывают, что в низкоразмерных системах 2D- и 1D-типов возможны эффекты спинового расщепления электронных состояний, обусловленные, с одной стороны, индуцированным обменным взаимодействием в магнитных системах, основанных на контактах чередующих слоев магнитных и немагнитных металлов, а с другой сионные спектры, иллюстрирующие дисперсионные зависимости квантовых состояний, сформированных в слое Au с толщиной 4 и 6 монослоев на поверхности W(110), которые показывают спин-орбитальное расщепление квантовых состояний и его изменение с увеличением полярного угла [1].

Величина спинового расщепления увеличивается с увеличением величины параллельной составляющей импульса или полярного угла вылета фотоэлектронов. При этом направление спина инвертируется относительно нормали к поверхности. Все это может быть описано в рамках модифици-



Рис. 1. Дисперсионная зависимость квантовых состояний в слое Au на W(110) с толщиной 4 монослоя, испытывающая скачок при пересечении границы локальной запрещенной зоны в электронной структуре W(110) (*a*), и фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением, измеренные при различных полярных углах и иллюстрирующие спиновое расщепление формируемых квантовых состояний – (δ) и инверсию спинов относительно нормали к поверхности (*в*).

стороны – эффектами индуцированного спин-орбитального взаимодействия в системах на основе контактов металлов с существенно различными атомными номерами. Эти эффекты приводят к существенному спиновому расщеплению электронных состояний в низкоразмерных системах, сформированных в том числе на основе металлов, для которых спиновое расщепление электронных состояний в объеме носит пренебрежимо малый характер.

На рис. 1 представлены сравнительные спининтегрированные и спин-разрешенные фотоэмисрованной модели Рашба. В докладе проводится сравнение величины индуцированного спинового расщепления квантовых состояний для слоев различных металлов (Au, Ag, Cu) и различной толщины слоев. Будет показано, что отмеченные эффекты индуцированного спин-орбитального расщепления квантовых состояний не зависят от материала напыляемой пленки, а целиком определяются влиянием подложки.

На рис. 2 представлены сравнительные фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением для монослоев различных металлов (Au, Ag, Cu, Al)



Рис. 2. Фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением для монослоев Au, Ag, Cu и Al на поверхности W(110), измеренные при полярном угле вылета фотоэлектронов 7° относительно нормали к поверхности и показывающие аномально высокую величину спинового расщепления.

на поверхности W(110), из которых видно, что величина индуцированного спинового расщепления имеет аномально высокий характер и сравнима для всех представленных металлов несмотря на существенное различие в атомных номерах.

В докладе будет проведено сравнение эффектов индуцированного подложкой спин-орбитального взаимодействия для квантовых [1] и интерфейсных [2] состояний и будет показано различие в этих эффектах. Будут проанализированы возможные причины возникновения данных эффектов и определены основные факторы, определяющие величину индуцированной спиновой поляризации квантовых и интерфейсных состояний.

В заключительной части доклада будут представлены экспериментальные результаты, показывающие возможность индуцированной спиновой поляризации π -состояний графена, сформированного на поверхности тонких слоев металлов (Ni, Co) с интеркалированными слоями благородного металла (Au). На рис. 3 представлены дисперсионные зависимости π -состояний графена после интеркаляции монослоя атомов Au.

В докладе будет показано, что эффекты спинового расщепления электронных состояний в данной системе также носят спин-орбитальный характер и обусловлены формированием гибридизированных связей *п*-состояний графена с *d*-состояниями Au.



Рис. 3. Дисперсионная зависимость π -состояний в монослое графена на поверхности Ni(111) с интеркалированным монослоем Au (*a*) и соответствующие фотоэлектронные спектры со спиновым разрешением, показывающие спиновую поляризацию π -состояний графена (δ).

1. *Varykhalov, A.* Quantum cavity for spin due to spinorbit interaction at metal boundary / A. Varykhalov, J. Sanchez-Barriga, A.M. Shikin, W. Gudat, W. Eberhardt, O. Rader // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 256601.

2. *Shikin, A.M.* Origin of spin-orbit splitting for monolayers of Au on W(110) and Mo(110) / A.M. Shikin, A. Varykhalov, G.V. Prudnikova, D. Usachov, Y. Yamada, J.D. Riley, O. Rader // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 057601.

Электрические свойства пленок мультиграфена, сформированных сублимацией на поверхности SiC

А.А. Лебедев, С.П. Лебедев, М.Г. Мынбаева, Г.А. Оганесян, А.М. Стрельчук, Д.В. Шамшур, П.А. Дементьев, В.Н. Петров, А.Н. Титков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург 194021, Политехническая, 26. e-mail: shura.lebe@mail.ioffe.ru

e-man. shura.lebe@man.lone.i

Исследованные пленки были получены методом сублимации в вакууме [1]. Для роста использовались полуизолирующие планарные подложки 6Н SiC. Размер одного образца составлял ~1 см². Сублимация проводилась при температурах 1300– 1400 °C. Согласно проведенным структурным исследованиям полученные пленки состояли из монокристаллических зерен графена с размером одного зерна 20–50 нм. Толщина пленки графена, определенная на основе исследований рамановских спектров, составляла 2–3 монослоя [2].

Для подготовки полученных пленок графена к проведению электрофизических измерений на поверхности образцов формировались тестовые структуры в геометрии Холловского моста (*Hallbar*) с использованием методов фотолитографии и травления аргоновым пучком, при использовании фоторезистивной маски (рис. 1).



Рис. 1. Топология тестовой структуры для исследования эффекта Холла и вольт-амперных характеристик пленок.

Размер мультиграфеновой пленки, на которой проводились измерения, составлял от 40×17 мкм до 120×17 мкм. В качестве металлизации контактных площадок *Hall-bar*-структур использовалась двухслойная композиция Ti/Au. Подслой Ti толщиной 20 Å напылялся с целью повышения адгезии основного металлического покрытия (Au), толщина которого составляла 300 нм.

Измерения вольт-амперных характеристик и эффекта Холла проводились в диапазоне температур 2–300 К. При комнатной температуре ВАХ контактов были линейны (рис. 2), и сопротивление мультиграфеновой пленки составляло 0,3– 13 Мом для разных образцов и увеличивалось пропорционально длине полоска.

С понижением температуры сопротивление пленки увеличивалось (рис. 3–5).

При температуре ~77 К в области слабых магнитных полей (≤ 0,8 Т) наблюдалось отрицательное магнетосопротивление.



Рис. 2. Вольт-амперные характеристики структур разной длины (от 37 до 114 мкм) на подложке карбида кремния при комнатной температуре.



Рис. 3. Зависимость сопротивления структуры с длиной полоска 100 мкм на подложке карбида кремния от температуры в диапазоне 77–300 К.



Рис. 4. Зависимость удельного сопротивления структуры с длиной полоска 100 мкм от обратной температуры.



Рис. 5. Зависимость сопротивления пленки от температуры в диапазоне 4–300 К.

При гелиевых температурах ВАХ контактов становилась нелинейной. Энергии активации сопротивления отличались для различных образцов и находились в диапазоне значений 10–100 мэВ.

Различные образцы проявляли как электронную, так и дырочную проводимость. Величина холловской подвижности для лучшего образца составила ~1000 см²/В·с при комнатной температуре и 10000 см²/В·с при температуре жидкого азота (рис. 6).



Рис. 6. Зависимость подвижности носителей от температуры.

В целом проведенные исследования позволяют ют заключить, что полученные пленки проявляли полупроводниковый характер проводимости. Скорей всего, это было связано с наличием большого числа структурных дефектов на границе отдельных монокристаллов графена.

Ранее отмечалось, что наличие дефектов типа "armchair" приводит к полупроводниковому характеру проводимости графеновой пленки [3]. Можно предположить, что малая величина образовавшейся запрещенной зоны приводила к тому, что при комнатной температуре пленка имела высокую собственную проводимость. С понижением температуры концентрация носителей уменьшалась, что увеличивало сопротивление пленки и приводило к превращению омических контактов в диоды Шоттки и к нелинейности ВАХ.

Данная работа была поддержана программой Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» и ФАНИ (контракт № 02.740.11.0108 от 15.06.2009).

1. Лебедев, А.А. Формирование наноуглеродных пленок на поверхности SiC методом сублимации в вакууме / А.А. Лебедев, И.С. Котоусова, А.А. Лаврентьев, С.П. Лебедев, И.В. Макаренко, В.Н. Петров, А.Н. Титков // ФТТ. 2009. Т. 51, вып. 4. С. 783–786.

2. Лебедев, А.А. Исследование пленок мультиграфена, получаемых на поверхности SiC методом сублимации / А.А. Лебедев, И.С. Котоусова, А.А. Лаврентьев, С.П. Лебедев, П.А. Дементьев, В.Н. Петров, А.Н. Смирнов, А.Н. Титков // ФТТ. 2009. Т. 52, вып. 4. С. 799–805.

3. *Hass J.* The growth and morphology of epitaxial multilayer graphene J.Hass W A de Heer, E.H.Conrad // J. Phys. Conden. Matter. 2008. V. 20, № 32320. P. 1–27.

Низкоэнергетические коллективные электронные возбуждения на поверхностях с адсорбированными слоями

В.М. Силкин^{1,2,3}, Е.В. Чулков^{1,2,4}, Р.М. Эченике^{1,2,4}

¹ Departamento de Física de Materiales, Facultad de Química, UPV/EHU, Apartado 1072, 20080, San Sebastián, Spain.
² Donostia International Physics Center (DIPC), P. de Manuel Lardizabal 4, 20018 San Sebastián, Spain.

³ IKERBASQUE, Basque Foundation for Science, 48011 Bilbao, Spain.

⁴ Centro de Física de Materiales CFM-MPC, Centro Mixto (CSIC-UPV/EHU), 20018 San Sebastián, Spain.

e-mail: waxslavs@sc.ehu.es

На поверхностях многих металлов и полупроводников существуют так называемые электронные поверхностные состояния, чьи свойства интенсивно исследовались на протяжении последних десятилетий. Широко известными примерами являются *s*-*p*_z-поверхностные состояния на (111) поверхности благородных (Cu, Ag, Au) металлов. Эти состояния характеризуются частично заполненной зоной с параболической дисперсией вблизи центра поверхностной зоны Бриллюэна и волновой функцией, сильно локализованной в окрестности поверхности. По этой причине эти состояния часто рассматриваются в качестве примера двумерного электронного газа с энергией Ферми ε_F^{2D} , равной энергии связи поверхностного состояния в центре поверхностной зоны Бриллюэна. В то же время поверхностные состояния сосуществуют с континуумом объемных состояний и, на самом деле, представляют только малую часть полного электронного заряда на поверхности. Однако из-за своего двумерного характера эти состояния играют важную роль во многих процессах, происходящих на поверхности. В частности, недавно было показано, что поверхностные состояния могут качественно модифицировать низкоэнергетические (<~2 эВ) диэлектрические свойства поверхности [1]. Было показано, что сосуществование на поверхности носителей в поверхностной и объемных зонах может приводить к появлению нового типа коллективных электронных возбуждений, названных акустическим поверхностным плазмоном [1]. Первоначально сушествование этого типа плазмонов было предсказано в случае поверхности (0001) бериллия [1]. В последующем было показано, что это явление обладает общностью [2]. Недавно эти предсказания получили экспериментальное подтверждение [3, 4]. Кроме того, в экспериментальной работе по инфракрасной спектроскопии металлических наночастиц [5] происхождение аномальных адсорбционных пиков было объяснено возбуждением акустических поверхностных плазмонов.

Одной из важных характеристик акустического поверхностного плазмона является его квазилинейная дисперсия с моментом q_{\parallel} вдоль поверхности, для малых значений q_{\parallel} . При этом наклон дисперсии плазмона определяется скоростью Ферми носителей в поверхностном состоянии [6], которая может быть изменена в широком интервале, например, нанесением на поверхность адсорбатов [7]. В этой работе мы демонстрируем этот эффект на примере изменений диэлектрический свойств поверхности при адсорбции атомов щелочных металлов. Для системы Na/Cu(111) в рамках самосогласованных расчетов проведено исследование зависимости свойств акустического поверхностного плазмона от концентрации атомов щелочного металла [7]. В качестве примера на рис. 1 показана рассчитанная в работе [7] так называемая поверхностная функция потерь, соответствующая мнимой части поверхностной функции



Рис. 1. Рассчитанная самосогласованная поверхностная функция потерь $\text{Im}[g(q_{\parallel},\omega)]$ для системы Na/Cu(111) в зависимости от положения E_{QWS} дна зоны состояний квантовой ямы, связанной с натрием, относительно уровня Ферми. Верхний, средний и нижний рисунки соответствуют $E_{QWS} = -0.127$ эВ, $E_{QWS} = -0.042$ эВ и $E_{QWS} = 0$ эВ.

отклика $g(q_{\parallel},\omega)$ [8] для системы Na/Cu(111) в зависимости от положения E_{QWS} дна зоны состояний квантовой ямы адсорбированного натрия. На верхней и средней панелях (соответствующих случаям частично заполненной зоны состояний квантовой ямы) этого рисунка ясно видны узкие пики, соответствующие акустическому поверхностному плазмону. С другой стороны, в случае, когда зона состояний квантовой ямы становится полностью незанятой, в спектре поверхностных возбуждений (нижняя панель рис. 1) не наблюдается никаких особенностей.



Рис. 2. (а) Рассчитанная из первых принципов поверхностная функция потерь $\text{Im}[g(\mathbf{q}_{\parallel},\omega)]$ вдоль двух направлений поверхностной зоны Бриллюэна, указанных в верхней части рисунка, для системы К/Ве(0001). Яркие пики соответствуют акустическому поверхностному плазмону. Для сравнения тонкая штриховая кривая показывает дисперсию двумерного плазмона для гипотетического случая свободно стоящего состояния квантовой ямы калия. (б) Верхняя панель представляет усредненную в плоскости (xv) зарядовую плотность состояния квантовой ямы калия в K/Be(0001) в направлении z, перпендикулярном поверхности. Нижняя панель показывает наведенную зарядовую плотность р_{ind} (сплошная линия), соответствующую акустическому поверхностному плазмону. Штриховая линия соответствует р_{інд}, рассчитанной для гипотетического случая свободно стоящего состояния квантовой ямы калия.

Недавно проведенный первопринципный расчет для системы К/Ве(0001) [8] свидетельствует о существовании долгоживущего акустического поверхностного плазмона в диапазоне энергий от 0 до ≈ 2 эВ. На рис. 2, *а* представлены результаты расчета поверхностной функции потерь соответствующей мнимой части поверхностной функции отклика $g(\mathbf{q}_{\parallel}, \omega)$, для этой системы рассчитанной из первых принципов [9], на котором видна дисперсия акустического поверхностного плазмона. При этом пики, соответствующие акустическому поверхностному плазмону, гораздо более узкие по сравнению с чистой поверхностью бериллия [4], что свидетельствует о существенно более долгом времени жизни этих возбуждений на поверхности К/Ве(0001). Этот факт объясняется более высокой степенью локализации волновой функции состояния квантовой ямы калия (показанной на рис. 2, б) в системе К/Ве(0001) по сравнению с доминирующим поверхностным состоянием на чистой поверхности бериллия [4]. Как видно на нижней панели рис. 2, б, пространственное распределение наведенной зарядовой плотности, соответствующей акустическому поверхностному плазмону, полностью определяется распределением зарядовой плотности в состоянии квантовой ямы. Поскольку перекрывание волновой функции состояния квантовой ямы калия с объемными состояниями существенно меньше, чем в случае перекрывания поверхностного состояния на поверхности Ве(0001) с объемными состояниями, степень затухания акустического поверхностного плазмона в К/Ве(0001) за счет возбуждения электрондырочных пар в объемной электронной подсистеме многократно понижается.

1. *Silkin, V.M.* Novel low-energy collective excitations at metal surfaces / V.M. Silkin, A. García-Lekue, J.M. Pitarke, E.V. Chulkov, E. Zaremba, P.M. Echenique // Europhys. Lett. 2004. V. 66, № 2. P. 260–264.

2. Silkin, V.M. Acoustic surface plasmons in the noble metals Cu, Ag, and Au / V.M. Silkin, J.M. Pitarke, E.V. Chulkov, P.M. Echenique // Phys. Rev. B. 2005. V. 72, № 11. P. 115435-7.

3. *Diaconescu, B.* Low-energy acoustic plasmons at metal surfaces / B. Diaconescu, K. Pohl, L. Vattuone, L. Savio, Ph. Hofmann, V.M. Silkin, J.M. Pitarke, E.V. Chulkov, P.M. Echenique, D. Farías, M. Rocca // Nature (London). 2007. V. 448, № 7149. P. 57–59.

4. *Pohl, K.* Acoustic surface plasmon on Cu(111) / K. Pohl, B. Diaconescu, G. Vercelli, L. Vattuone, V.M. Silkin, E.V. Chulkov, P.M. Echenique, M. Rocca // Phys. Rev. B. 2010 [submitted].

5. *Traverse, A.* Metallic nanoparticles detected by infrared spectroscopy / A. Traverse, T. Girardeau, C. Prieto, D. de Sousa Meneses, D. Zanghi // Europhys. Lett. 2008. V. 81, № 4. P. 47001-5.

6. *Pitarke, J.M.* Theory of acoustic surface plasmon / J.M. Pitarke, V.U. Nazarov, V.M. Silkin, E.V. Chulkov, E. Zaremba, P.M. Echenique // Phys. Rev. B. 2004. V. 70, № 20. P. 205403-12.

7. *Silkin, V.M.* Dynamic screening and electron dynamics in non-homogeneous metal systems / V.M. Silkin, A. Balassis, A. Leonardo, E.V. Chulkov, P.M. Echenique // Appl. Phys. A. 2008. V. 92, № 3. P. 453–461.

8. *Persson, B.N.J.* Electron-hole pair production at metal surfaces / B.N.J. Persson, E. Zaremba // Phys. Rev. B. 1985. V. 31, № 4. P. 1863–1872.

9. Silkin, V.M. Photoelectron driven acoustic surface plasmons / V.M. Silkin, B. Hellsing, L. Walldén, P.M. Echenique, E.V. Chulkov // Phys. Rev. B. 2010 [submitted].

Стенд проекционного ЭУФ-нанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм

Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: chkhalo@ipm.sci-nnov.ru

В рамках контракта с Росатомом по развитию элементной базы микроэлектроники нового поколения, стартовавшего в 2004 г. [1] в ИФМ РАН был разработан стенд нанолитографа-мульти-пликатора с рабочей длиной волны 13,5 нм и расчетным разрешением 30 нм. Для решения этой задачи был разработан ряд технологий, до этого отсутствующих в России. К ним можно отнести источник экстремального ультрафиолетового излучения (ЭУФ) на основе разборной рентгеновской трубки с повышенной мощностью [2], технологию суперполировки подложек, обеспечивающую микрошероховатость поверхности на уровне 0,2-0,4 нм, метрологию [3] и технологию коррекции сферических и асферических подложек с субнанометровой точностью, необходимые для создания проекционного объектива [4].

Оптическая схема литографа-мультипликатора приведена на рис. 1. Его работа происходит следующим образом. Электронный пучок с помощью магнитостатической линзы фокусируется на кремниевую мишень, представляющую собой тонкую пластину из высокопроводящего кремния, припаянную к водоохлаждаемому держателю. Флуоресцентное излучение в области L-линии кремния ($\lambda \approx 13,5$ нм) собирается в телесном угле ≈ 1 страд коллектором, который представляет собой сферическое зеркало с отражающим Mo/Siпокрытием. Отраженное от зеркала-коллектора излучение падает на зеркало-гомогенизатор, состоящее из 25 мини-зеркал с отражающими Мо/Si-покрытиями, которое формирует на маске излучение с равномерным распределением интенсивности размером 3×3 мм. О свойствах и способе изготовления зеркала-гомогенизатора можно прочитать в [5].

Маска представляет собой многослойное Мо/Si-зеркало, покрытое слабоотражающим слоем, в котором методами электронной литографии и плазмохимического травления вскрыты окна с требуемым рисунком. Уменьшенное изображение маски с помощью проекционного объектива формируется на пластине с фоторезистом.

Проекционный объектив разработан по схеме Шварцшильда и состоит из двух асферических, выпуклого *M*1 и вогнутого *M*2, зеркал. Асферическая форма зеркал обеспечивает необходимое поле зрения объектива. Подробнее о свойствах объектива и способах его изготовления и аттестации волновых аберраций изложено в [6, 7].



Рис. 1. Оптическая схема нанолитографа-мультипликатора.

После облучения части пластины с фоторезистом необходимой дозой излучения (5–10 мДж/см²) пластина с фоторезистом и, при необходимости маска, с помощью 2D-столов могут переместиться, и процесс засветки может быть повторен.

В настоящее время отсутствует система согласованного сканирования пластины с фоторезистом и маски, так что нанолитограф работает в режиме мультипликатора, т. е. формирует наноструктуру на пластине и далее может мультиплицировать этот рисунок по пластине на больших площадях. Точность установки координат между различными рисунками составляет около 1 мкм.

Для защиты от вибраций стенд смонтирован на платформе, подвешенной на системе пружин к пневматической платформе, которая, в свою очередь, установлена на отдельном от здания фундаменте. Фотография стенда нанолитографамультипликатора приведена на рис. 2. Температура в помещении поддерживается с помощью кондиционера в пределах ±0,5 °C.

Основные технические характеристики стенда приведены в таблице.



Рис. 2. Фотография нанолитографа-мультипликатора

Основные технические характеристики стенда

Характеристика	Значение
Пространственное разрешение, нм	30
Поле зрения объектива (на маске), мм	3×3
Поле зрения на пластине, мм	0,6×0,6
Линейное уменьшение	×5
Глубина фокуса (DOF), нм	100
Расчетная производительность	10
(при мощности электронного пучка 100 Вт	
и чувствительности фоторезиста	
5 мДж/см ²), см ² /ч	

Для обеспечения требуемого положения элементов проекционной схемы в пространстве с точностью до ±50 нм, т. е. ~10⁻⁷ от номинальных значений (для примера температурный коэффициент линейного разрешения инвара ТКЛР ~ 10⁻⁶), была выбрана следующая концепция. Объектив изготавливался из инвара. На обратные стороны зеркал приклеивались обкладки емкостных датчиков положения, ответные обкладки с помощью инваровых кронштейнов устанавливались на ситалловые колонны, у которых ТКЛР ~ 2·10⁻⁸ (рис. 3). В случае отклонения положения зеркал от заданных значений производится коррекция их положения с помощью пьезоэлектрических актуаторов.

Для контроля положения маски и пластины с фоторезистом разработана специальная система «Автофокус», основанная на анализе интенсивности отраженного лазерного пучка света, регистрируемого с помощью 4-квадрантного детектора. Коррекция положения производится с помощью пьезо-актуаторов.



Рис. 3. Проекционный объектив, установленный на ситалловые колонны.

В настоящее время стенд запущен в работу и начаты эксперименты по получению наноструктур в фоторезистах.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00190, 08-02-00873, 09-02-00912 и ГК № П1544.

1. Гапонов, С.В. Работы в области проекционной ЕUV-литографии в рамках российской программы / С.В. Гапонов, Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало, В.Е. Костюков, Л.А. Синегубко, В.Д. Скупов, А.Ю. Седаков // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» / ИФМ РАН. Н. Новгород, 2005. Т. 1. С. 44–47.

2. Забродин, И.Г. Разборные рентгеновские трубки для исследований в диапазоне длин волн 0,6–20 нм / И.Г. Забродин, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Материалы совещания «Рентгеновская оптика – 2008» / ИПТМ РАН. Черноголовка, 2008. С. 44–46.

3. Клюенков, Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3, № 9/10. С. 90–98.

4. Клюенков, Е.Б. Работы по созданию и аттестации рентгенооптических элементов и систем сверхвысокого разрешения в ИФМ РАН / Е.Б. Клюенков, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Известия РАН. Серия физическая. 2009. Т. 73, № 1. С. 66–70.

5. Пестов, А.Е. Система освещения маски ЭУФнанолитографа / А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сб.

6. Зуев, С.Ю. Двухзеркальный проекционный объектив нанолитографа на $\lambda = 13,5$ нм / С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сб.

7. Зуев, С.Ю. Технологический комплекс для изготовления прецизионной изображающей оптики / С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, Н.И. Чхало // Настоящий сб.

Двухзеркальный проекционный объектив нанолитографа на λ = 13,5 нм

С.Ю. Зуев, А.Е. Пестов, Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, И.Л. Струля, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, 603950 ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: write75@rambler.ru

В настоящее время в ИФМ РАН ведутся работы по созданию стенда нанолитографа с рабочей длиной волны $\lambda = 13,5$ нм, который предназначен для формирования рисунка на фоторезисте с минимальным размером элемента до 30 нм [1]. Ключевым элементом нанолитографа, определяющим пространственное разрешение, является проекционный объектив. Для достижения дифракционного предела разрешения изображающей схемы в соответствии с критерием Релея корень квадратный из среднеквадратической деформации ее волнового фронта не должен превышать $\lambda/14$ (критерий Марешаля), где λ – рабочая длина волны. В нашем случае, для 2-зеркального проекционного объектива литографической установки с рабочей длиной волны 13,5 нм деформация волнового фронта не должна превышать rms_{ob} = 0,96 нм. Следовательно, требования к деформации формы поверхности отдельного зеркала ужесточаются и составляют $rms_1 = rms_{ob}/\sqrt{2} = 0,71$ нм.

Традиционная оптическая промышленность обеспечивает почти на два порядка худшую точность изготовления оптики. На мировом рынке соответствующая продукция также отсутствует и фактически только фирма Цайс, Германия, производит подобную оптику в ограниченных объемах для проектов по EUV-литографии [2]. Поэтому для создания проекционного объектива для отечественного EUV-нанолитографа в ИФМ РАН был проведен комплекс исследований и разработан ряд методик и технологий в областях метрологии и изготовления (коррекции) оптических элементов, в том числе и асферической формы, с субнанометровой точностью.

Для аттестации волновых деформаций объектива, а также его отдельных элементов на стадии изготовления был разработан интерферометр [3], использующий в качестве эталонного фронта сферическую волну, возникающую в результате дифракции света на выходе одномодового оптического волокна с зауженной до субволновых размеров выходной апертурой [4].

Коррекция формы подложек для зеркал до субнанометровых точностей осуществлялась методами локального ионно-пучкового травления и напыления тонких пленок [5].

Для повышения энергетической эффективности и поля зрения проекционного объектива была выбрана простейшая двухзеркальная схема Шварцшильда с асферическими зеркалами. Расчет параметров объектива, включая коэффициенты при высших порядках асферики и допустимые отклонения параметров от номинальных значений, производился с помощью программы ZEMAX. Результаты расчетов представлены в [6].

Форма вогнутого асферического зеркала М2 отличается от ближайшей сферы примерно на 5,7 мкм. Эксперимент показал, что прямое применение интерферометра со сферической эталонной волной оказалось невозможным для аттестации его формы. Во-первых, число интерференционных полос достигало почти 100, что сильно затрудняло определение положения минимумов. Более того, из-за большого диаметра пятна фокусировки в области источника эталонной сферической волны (рис. 1) почти половина интерференционной картины отсутствует. Для решения этой проблемы был разработан и применен корректор волнового фронта, преобразующий сферический фронт в асферический, по форме совпадающий с исследуемой асферикой. Схема измерений приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема аттестации асферического зеркала M2 и фотография в интерферометре: 1 – компьютер; 2 – ССD-камера; 3 – наблюдательная система; 4 – источник эталонной сферической волны; 5 – плоское зеркало; 6 – 3D-стол; 7 – асферическое зеркало M2; 8 – одномодовое оптическое волокно; 9 – поляризационный контроллер; 10 – лазер; 11 – оптический компенсатор.

В докладе будут рассмотрены основные требования к корректору, дано его описание. Приводится теоретический и экспериментальный анализ погрешностей, которые может вносить корректор в результаты измерений формы асферики. Описываются методы аттестации деформаций волнового фронта, вносимых ошибками поверхностей корректора.

Для изучения формы выпуклого асферического зеркала *M*1 наряду с необходимостью преобразования сферического фронта в асферический возникло дополнительное требование – преобразовать расходящийся фронт в сходящийся. Как показал теоретический анализ, подход с использованием в качестве корректора одной «толстой» линзы с двумя сферическими поверхностями, примененный для аттестации вогнутой асферики, оказался, не применим для выпуклого асферического зеркала.

Для аттестации формы выпуклого зеркала с помощью PDI в качестве корректора волнового фронта было использовано вогнутое асферическое зеркало M2, аттестованное предыдущим способом. Оптическая схема интерферометра для измерений выпуклого зеркала приведена на рис. 2. Забегая вперед, можно отметить, что эта схема используется и при юстировке, и при аттестации волновых аберраций объектива. Особенности работы интерферометра в такой конфигурации будут представлены в докладе.



Рис. 2. Схема аттестации 2-зеркального объектива в интерферометре: *1* – компьютер; *2* – ССD-камера; *4* – источник эталонной сферической волны; *9* – поляризационный контроллер; *10* – лазер; *11* – 2-зеркальный объектив; *М*1 и *М*2 – асферические зеркала.

С помощью этих методов были изготовлены зеркала для проекционного объектива нанолитографа. Фотографии и карты поверхностей зеркал (карты соответствуют отклонению формы зеркал от требуемой) приведены на рис. 3 и 4.

Еще одна проблема, которая возникла при установке зеркал в металлические оправы, заключалась в том, что при малейшем механическом воздействии на подложку, даже просто под собственным весом, форма поверхности деформировалась с субнанометрового уровня до десятков нанометров. Решение этой проблемы описано в [7].

Объектив, фотография которого приведена на рис. 2, был собран из инвара с низким, на уровне 10⁻⁶, температурным коэффициентом линейного расширения. Для коррекции положения зеркал в пространстве с нанометровой точностью используются пьезо-актуаторы, обеспечивающие перемещение с дискретностью 1 нм в диапазоне 30 мкм. Для контроля положения зеркал применяются емкостные датчики, ответные обкладки которых установлены на тыльные стороны зеркал. Другие обкладки датчиков жестко установлены на ситалловых колоннах, температурный коэффициент линейного расширения которых составляет 2.10-8. Такая конструкция обеспечивает сохранность положения зеркал на требуемом уровне в достаточно большом температурном интервале.

В докладе также будет затронута проблема механических напряжений в многослойных структурах, которые заметным образом искажают форму зеркал.



Рис. 3. Карта поверхности (слева) и фотография (справа) асферического зеркала *M*2 нанолитографа.



Рис. 4. Фотография асферического зеркала M1 и карты волновых деформаций объектива до и после N коррекций зеркала M1.

В настоящее время объектив установлен в нанолитограф и уже в его рабочем положении проводится окончательная коррекция его волновых аберраций.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00190, 08-02-00873, 09-02-00912 и ГК № П1544.

1. Волгунов, Д.Г. Стенд проекционного ЭУФнанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм / Д.Г. Волгунов, И.Г. Забродин, А.Б. Закалов, С.Ю. Зуев, И.А. Каськов, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сб.

2. Веб-сайт Carl Zeiss. URL: http://www.zeiss.de

3. Клюенков, Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, Д.Г. Раскин, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, Н.И. Чхало // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3, № 9/10. С. 90–98.

4. *Chkhalo, N.I.* A source of a reference spherical wave based on a single mode optical fiber with a narrowed exit aperture / N.I. Chkhalo, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, N.N. Salashchenko, and M.N. Toropov // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 033107.

5. *Chkhalo*, *N.I.* Manufacturing of XEUV mirrors with a sub-nanometer surface shape accuracy / N.I. Chkhalo, E.B. Kluenkov, A.E. Pestov, V.N. Polkovnikov, D.G. Raskin, N.N. Salashchenko, L.A. Suslov and M.N. Toropov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2009. V. 603. Issues 1/2. P. 62–65.

6. Салащенко, Н.Н. Расчет асферического объектива Шварцшильда для нанолитографа с рабочей длиной волны $\lambda = 13,5$ нм / Н.Н. Салащенко, А.С. Скрыль, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Настоящий сб.

7. Салащенко, Н.Н. Особенности и методы установки сверхточной оптики в оправы / Н.Н. Салащенко, М.Н. Торопов, Н.И. Чхало // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 2009. Т. 1. С. 221–222.

Технологический комплекс для изготовления прецизионной изображающей оптики

С.Ю. Зуев, Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, В.Н. Полковников, М.Н. Торопов, Н.Н. Салащенко, Л.А. Суслов, Н.И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: aepestov@ipm.sci-nnov.ru

В настоящее время развиваются такие направления, как рентгеновская микроскопия, проекционная DUV (Deep ultraviolet) и EUV (Extreme ultraviolet) литография сверхвысокого разрешения, а также рентгеновская астрономия. Для обеспечения пространственного разрешения на уровне 10-20 нм точность формы оптических поверхностей должна быть на субнанометровом уровне. Например, для 2-зеркального проекционного объектива стенда нанолитографа на длину волны $\lambda = 13,5$ нм, допустимое искажение волнового фронта, вносимое объективом, не должно превышать 0,9 нм. Традиционные методы позволяют изготавливать оптические элементы с отклонением формы поверхности от заданной по параметру среднеквадратического отклонения (СКО) на уровне 20-30 нм, что на два порядка хуже. Это ставит перед оптической технологией принципиально новые задачи, в частности повышение точности формы оптических поверхностей, в том числе асферических, до субнанометрового уровня. При этом зачастую необходимо, чтобы поверхность оптических элементов оставалась атомарно-гладкой, что существенно усложняет задачу.

Возможности традиционной оптической технологии до настоящего времени во многом ограничивались отсутствием методики аттестации элементов проекционной схемы с требуемой точностью. Для этих целей применяются интерферометры с дифракционной волной сравнения [1]. Однако точность аттестации формы оптических поверхностей большой числовой апертуры (NA > 0,2) у таких интерферометров, использующих отверстие в непрозрачном экране в качестве источника сферической волны, оказалась существенно хуже требуемой точности вследствие сильных аберраций опорного сферического фронта в больших NA [2].

С другой стороны, применяемые в последние годы методы доводки формы супергладких поверхностей до требуемых точностей, так называемые методы коррекции формы, использующие автоматизированные комплексы с ионным травлением [3], не обеспечивают качества поверхности, в первую очередь, с точки зрения микрошероховатости. Дополнительные сложности накладывает процедура нанесения на скорректированную подложку многослойных отражающих покрытий (MC), поскольку любая растущая пленка находится в состоянии внутреннего напряжения, что приводит к деформации (искажению формы поверхности) подложки. Например, Мо/Si-покрытие вогнутого асферического зеркала двухзеркального объектива EUV-нанолитографа, оптимизированное на длину волны 13,5 нм, приводит к деформации подложки по *PV* (максимальный размах высот) на 20–30 нм.

В данной работе описан комплексный подход к решению проблемы создания сверхгладких оптических поверхностей с субнанометровой точностью формы. В рамках работы удалось создать технологическую линию, включающую в себя аттестацию оптических элементов, доведение (коррекцию) формы до требуемых параметров с сохранением атомарной гладкости поверхности и нанесение МС со скомпенсированными внутренними напряжениями.



Рис. 1. Схема интерферометра: *1* – Не-Nе-лазер, *2* – одномодовое оптическое волокно, *3* – трехкоординатный стол, *4* – исследуемая поверхность, *5* – регистрирующая система, *6* – источник сферической волны, *7* – плоское зеркало.

Решить проблему точности измерения формы поверхности на уровне долей нанометров удалось за счет применения принципиально нового типа источника опорной сферической волны. В рамках работы был предложен и разработан источник на основе одномодового оптического волокна с зауженной выходной апертурой [4], обладающий рекордно низкой, на уровне 0,2 нм, аберрацией сферической волны в больших числовых апертурах (NA > 0,3). На основе этого источника был создан вакуумный интерферометр, обеспечивающий точность измерений на уровне 0,5 нм в больших числовых апертурах. Оптическая схема прибора (рис. 1) иллюстрирует интерферометр в режиме изучения вогнутых сферических поверхностей. Источник устанавливается на прецизионном 3-координатном столике (рис. 1, поз. 3), позволяющем позиционировать выходную апертуру (рис. 1, поз. 6) в непосредственной, на расстоянии нескольких микрометров, близости к плоскому зеркалу (рис. 1, поз. 7). Отраженное от исследуемой подложки (рис. 1, поз. 4) излучение фокусируется на плоском зеркале, отражаясь от которого, попадает в регистрирующую систему (рис. 1, поз. 5), где на ССД-камере интерферирует с частью фронта, прошедшего напрямую. Результатом обработки интерферограммы является восстановленная с использованием алгоритма на основе разложения волнового фронта по полиномам Цернике карта отклонений формы поверхности или волнового фронта от ближайшей идеальной сферы. Основными статистическими характеристиками изученной поверхности являются СКО и PV. Изучение асферических поверхностей производится с применением волновых корректоров, преобразующих сферический эталонный фронт в асферический, по форме совпадающий с исследуемой асферикой. Подробнее об интерферометре и методиках изучения оптики различного типа можно найти в [5].

С целью доведения формы поверхности до субнанометровой точности применяются методы локального ионно-пучкового травления и нанесения тонкопленочных покрытий переменной толщины. В ходе работы найдены параметры ионного травления, обеспечивающие травление как металлических зеркальных покрытий, так и диэлектрических кварцевых образцов (для нейтрализации поверхностного заряда используется дополнительный катод-нейтрализатор), на глубину до 0,5 мкм с сохранением исходной шероховатости поверхности образца.

Процесс коррекции формы является итерационным, и на каждой стадии коррекции необходимо измерять форму поверхности. На первом этапе при помощи интерферометра с дифракционной волной сравнения получалась карта поверхности подложки. По результатам измерений из тонкой алюминиевой фольги изготавливалась маска с отверстиями, которые соответствовали областям "холмов" на поверхности для ионного травления либо "впадин" для вакуумного нанесения пленок. Затем через эту маску проводился этап коррекции, области впадин подвергались запылению либо области холмов локальному травлению. После каждого этапа коррекции снималась новая карта поверхности, по которой вновь проводилась коррекция, до тех пор пока форма поверхности не удовлетворяет требуемым условиям.

Таким образом, процедура коррекции представляет собой комплексное применение локального ионно-пучкового травления и магнетронного нанесения тонких корректирующих слоев. Причем доводку напылением тонких пленок целесообразно применять на начальных стадиях коррекции, когда имеется значительный (десятки – сотни нанометров) размах высот. Финальные стадии, где за один цикл необходимо снимать малые (порядка единиц – долей нанометра) толщины материала, необходимо проводить методом ионно-пучкового травления.

Схемы установок ионно-пучкового травления и вакуумного магнетронного напыления представлены на рис. 2 и 3 соответственно.



Рис. 2. Схема установки ионного травления: *1* – линейное перемещение; *2* – вращение; *3* – образец; *4* – двигатель привода заслонки; *5* – ионный источник; *6* – заслонка, измеритель тока; *7* – вакуумная камера.



Рис. 3. Схема установки магнетронного напыления

Значительное внимание в работе уделяется технологии изготовления МС на основе пары материалов Mo/Si. Развитая технология позволила получить коэффициенты отражения на длине волны 13,5 нм до 69% [6], что соответствует наивысшим мировым результатам. В частности, методика позволяет изготавливать МС с компенсированными внутренними напряжениями [7], что обеспечивает сохранение формы подложки после нанесения многослойных рентгеновских зеркал. Данная технология с успехом применяется также для коррекции формы оптических поверхностей методом напыления пленок переменной толщины.

Главным итогом данной работы стало создание не имеющего аналогов в России технологометрологического комплекса для создания сверхточной оптики.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00873-а, 09-02-00912-а и ГК № П1544 от 09.09.09.

1. Otaki K., Ota K., Nishiyama I., Yamamoto T. et al. // J. Vac. Sci. Technol B. 2002. V. 20, № 6. P. 2449.

2. Chkhalo N.I., Dorofeev I.A., Salashchenko N.N., Toropov M.N. // Proc. SPIE, 2008. V. 7025. P. 702507.

3. *Chason E. and Mayer T.M.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62, № 4. P. 363.

4. Chkhalo N.I., Klimov A.Yu. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 033107.

5. Клюенков, Е.Б. Измерение и коррекция формы оптических элементов с субнанометровой точностью / Е.Б. Клюенков, А.Е. Пестов, [и др.] // Российские нанотехнологии. 2008. Т. 3, № 9/10. С. 90–98.

6. Зуев С.Ю., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н. // Нанофизика и наноэлектроника. 2006. Т. 2. С. 391.

7. Андреев С.С., Клюенков Е.Б., Мизинов А.Л. и др. // Поверхность. 2005. № 2. С. 45.

Изготовление сверхгладких подложек рентгеновских зеркал

В.С. Сизенев, И.Л. Струля

ОАО «Композит», ул. Пионерская, 4, Королев. e-mail: stroulea@yandex.ru

Для создания рентгеновских зеркал и оптики для некоторых типов систем астрономического назначения требуется изготовление подложек со сверхгладкой поверхностью. В данной работе ставилась задача разработки и отработки лабораторной технологии изготовления подложек оптических зеркал, характеризующихся значениями шероховатости рабочей поверхности $\leq 0,3$ нм по параметру Rq (среднеквадратичная высота неровностей).

На основе предыдущего опыта получения поверхностей с низкой шероховатостью для изготовления подложек были выбраны плавленый кварц и монокристаллический кремний. Отправной точкой при отработке процессов получения сверхгладких поверхностей являлась известная технология глубокой шлифовки-полировки, основанная на принципе последовательного удаления разрушенных и нарушенных на предыдущих стадиях обработки слоев материала. Как и стандартная технология оптической обработки, процесс получения сверхгладких поверхностей разделяется на стадии шлифовки и полировки-доводки. Шлифовка производится свободным абразивом на металлических шлифовальниках. В качестве абразива используются порошки карбида кремния (SiC) зернистостью от 40 до 10 мкм.

При глубокой полировке в качестве материала полировальников используется пекоканифольная смола с температурой размягчения $33 \div 34$ °C (температура в производственном помещении $25 \div 26$ °C). На начальном этапе полировки использовался полирит марки «фторопол». В результате ряда экспериментов установлено, что длительность полировки на начальном этапе должна составлять ~100 ч (съем материала 100÷150 мкм). В течение начального этапа периодически производится контроль формы оптической поверхности и ее состояния (отсутствие царапин, точек). Доводка осуществляется полиритом с высоким содержанием окиси церия (марка «церит») или чистой окисью церия (СеО₂).

Тщательный подбор режимов полировки, высокое качество и чистота используемых материалов позволяют получить шероховатость поверхности на уровне 0,6÷0,8 нм по результатам измерений коэффициентов зеркального отражения в рентгеновской области. Достигаемая точность при изготовлении плоских, сферических и несложных асферических поверхностей является типичной для стандартной оптической технологии (1/10÷1/20 интерференционной полосы от вершины до впадины (PV) при контроле отраженного волнового фронта - соответствующий размах ошибок поверхности 15÷30 нм или 4÷8 нм по среднеквадратичному отклонению).

Проектирование новейших рентгеновских проекционных оптических систем потребовало дальнейшего снижения шероховатости подложек зеркал. С целью получения требуемых параметров шероховатости разработаны методы финишной обработки, основанные на технологии химикомеханической полировки, используемой при изготовлении кремниевых пластин для микроэлектроники. В соответствии с данным подходом глубоко отполированные подложки из кварца или монокристаллического кремния ($Rq \le 1$ нм) подвергаются доводке на синтетических полирующих подложках типа «искусственной замши» с использованием травящих растворов и мелкодисперсной окиси кремния (SiO₂).

В результате применения модернизированной технологии удается получить шероховатость на уровне Rq = 0,3 нм по результатам измерений зеркального отражения в рентгеновской области ($\lambda = 0,154$ нм, размер светового пятна на исследуемой поверхности ~ 5 мм) [1]. Измерения с использованием атомного силового микроскопа (ACM) при размере области сканирования ~10 мкм демонстрируют значения шероховатости Rq = 0,1. Побочным нежелательным эффектом доводки на синтетических полирующих подложках является «срыв» поверхности на 100÷150 нм вблизи края детали (рис. 1).



Рис. 1. Интерферограмма сферической поверхности, полученной с использованием модернизированной технологии. Ошибка волнового фронта ~ $\lambda/20$ (исключая краевую зону «срыва» шириной 2 мм), $\lambda = 632.8$ нм.

Перспективные схемы проекционных рентгеновских систем включают в свой состав асферические (в том числе внеосевые) оптические элементы. Получение асферических оптических поверхностей является отдельной достаточно сложной задачей. Стандартные методы изготовления асферических поверхностей (например, автоматизированная ретушь малоразмерным инструментом) противоречат подходам к доводке поверхностей до гладкости, характеризующейся среднеквадратичной высотой неровностей ~0,3 нм (смысл ретуши – удаление материала с локальных участков детали, а требуемые параметры гладкости достигаются при одновременном и равномерном полировании всей поверхности).



Рис. 2. Интерферограмма сверхгладкой асферической поверхности (до коррекции). Максимальное отклонение от ближайшей сферы 8 мкм. Ошибка волнового фронта ~ 0,35 λ , λ = 632,8 нм.

Получение сферхгладких асферических поверхностей представляется целесообразным осуществлять следующим образом. С использованием изложенных методов изготавливается подложка, форма которой достаточно близка (с точностью не хуже долей микрометров) к требуемой асферической поверхности (рис. 2). Коррекция формы до требуемой точности должна осуществляется вакуумным напылением прецизионных слоев материала или съемом материала методами ионного травления.

1. *Chkhalo, N.I.* Ultradispersed diamond powders of detonation nature for polishing X-ray mirrors / N.I. Chkhalo, M.V. Fedorchenko, E.P. Kruglyakov, A.I. Volokhov, K.S. Baraboshkin, V.F. Komarov, S.I. Kostyakov, E.A. Petrov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1995. V. 359. P. 155–156.

2. Андреев С.С., Зуев С.Ю., Позднякова В.И., Салащенко Н.Н., Слемзин В.А., Струля И.Л., Шерешевский И.А., Житник И.А. Изготовление асферической рентгеновской оптики с многослойным покрытием для исследований Солнца по проекту "Коронас-Ф" // Поверхность. 2003. № 1. С. 6–11.

Наноразмерные слои ферромагнитных полупроводников и сплавов Гейслера на основе кремния, германия и 3*d*-металлов

Е.С. Демидов^{1,2}, В.В. Подольский², В.П. Лесников², В.В. Карзанов^{1,2}, М.В. Сапожников^{1,3}, Б.А. Грибков^{1,3}, С.Н. Гусев^{1,2}, С.А. Левчук^{1,2}

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,

просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

³Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

e-mail: demidov@phys.unn.ru

Разбавленные ферромагнетики на основе легированных 3*d*-примесями группы железа соединений III-V и элементарных полупроводников германия и кремния вызывают большой интерес в связи с перспективами создания на их основе новых устройств спинтроники. Ранее [1, 2] показана возможность получения осаждением из лазерной плазмы тонких (толщиной 50-110 нм) слоев разбавленных магнитных полупроводников (РМП) на основе соединений А³В⁵-антимонидов галлия и индия, арсенида индия, с примесью Mn, Ge и Si с примесями Mn или Fe на монокристаллических положках арсенида галлия или сапфира, в которых при температурах до 500 К проявлялись признаки ферромагнетизма. В последнее время существенный прогресс в реализации GMR с эффективностью 40-200% при комнатной температуре был достигнут в туннельных структурах спинового клапана на основе монокристаллических эпитаксиальных слоев сплавов Гейслера (СГ) – интерметаллических соединений 3*d*-металлов с кремнием, например Co₂MnSi [3]. В настоящем докладе представлены результаты исследования различных воздействий на свойства наноразмерных слоев РМП Si:Mn/GaAs, Si:Mn/Si, Ge:Mn/GaAs, Ge:Mn/Si и СГ Co₂MnSi/Si, CoCrFeSi/Si, Co_{1-x}Mn_xSi/Si и Со_хSi_v/Si, осаждённых при температурах 150-500 °С. Приводятся сравнительные характеристики слоев СГ Со₂MnSi, синтезированных как осаждением из лазерной плазмы, так и магнетронным распылением. Магнетизм слоев контролировался измерениями аномального эффекта Холла (АЭХ), магнетосопротивления, ферромагнитного резонанса (ФМР), эффекта Фарадея и нелинейного магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Обнаружена существенная разница в магнитооптических свойствах СГ Co₂MnSi/Si, полученных с применением лазерной и магнетронной технологий. В магнетронных образцах был практически не наблюдаем МОЭК, но отрицательное магнетосопротивление оказалось на порядок выше и достигало 1%, наблюдался ярко выраженный анизотропный ФМР, гистерезисный АЭХ. Приводятся первые результаты исследования нелинейностей и гистерезиса ВАХ РМП и СГ.

Лазерное напыление слоев толщиной 30– 100 нм производилось, как и в [1, 2], на подогретые до 20–570 °С пластины монокристаллического GaAs, кремния или сапфира на лазерной установке LQ 529 фирмы «Солар ЛС» с активным элементом на АИГ:Nd и возможностью испарения мишени излучением на второй и третьей гармониках. ВЧмагнетронное распыление слоев СГ производилось на подложки монокристаллического GaAs и Si. Содержание 3*d*-примеси контролировалось рентгеновской фотоэлектронной спектроскопией (РФЭС) и оже-спектроскопией. Проводились измерения ФМР в полях до 1.5 Тл на EMX Bruker ЭПР-спектрометре, эффекта Холла и электропроводности в полях до 0.75 Тл совместно с данными магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), атомно-силовой (АСМ) и магнитно-силовой (МСМ) зондовыми микроскопиями. Измерения ВАХ полосок РМП или кремниевых сплавов проводились на анализаторе Agiltent Technologies B1500.

Ранее сообщалось, что по данным ФМР, АЭХ, МОЭК наибольшие температура Кюри, электрическая и магнитная активность 3*d*-примеси наблюдалась в слоях Si:Mn/GaAs, осажденного из лазерной плазмы при 400 °C. Недавно ферромагнетизм таких слоев был подтвержден еще и измерениями при комнатной температуре намагниченности (рис. 1) в лаборатории микроэлектроники Федерального университета Порту Алегре в Бразилии.



Рис. 1. Полевая зависимость намагниченности при комнатной температуре 50 нм слоя Si:Mn/GaAs, осажденного из лазерной плазмы при 400 °C.

Ионное облучение слоев РМП Si:Mn/GaAs приводило к подавлению ферромагнетизма, т. е. аморфизация слоя не способствует спиновому упорядочению. Наибольшая величина отрицательного магнетосопротивления в 1% в поле 0.9 Тл достигнута в случае слоев Co₂MnSi, осажденных магнетронным методом на подложках Si или GaAs (рис. 2). Магнетосопротивление «лазерных» слоев того же состава Co₂MnSi и РМП на основе Ge и Si было на порядок меньше. «Магнетронные» и «лазерные» слои характеризуются ярко выраженным ФМР (рис. 3) и АЭХ. «Магнетронные» слои, в отличие от «лазерных», характеризуются атомарной гладкостью поверхности, по данным АСМ, и много меньшей неоднородностью намагниченности, по данным MCM.



Рис. 2. Магнетосопротивление при 77 К полученного магнетронным распылением слоя Co2MnSi/GaAs.



Рис. 3. ФМР при 293 К полученного магнетронным распылением слоя Co2MnSi/GaAs.

Неожиданным и пока необъяснимым оказалось отсутствие МОЭК у «магнетронных» слоев, в то время как «лазерные» слои демонстрируют существенно-нелинейную магнитополевую зависимость угла вращения поляризации света.



Рис. 4. Токовая зависимость при 77 К относительного изменения сопротивления полученного осаждением из лазерной плазмы при 150 °C 50 нм слоя Ge:(Mn,Al)/GaAs. $R_0 = 3600$ Ом.

Первые результаты исследования продольного транспорта тока некоторых РМП и кремниевых сплавов с 3d-металлами показали для сравнительно малых плотностей тока (10^3-10^4) A/см² существенную нелинейность и гистерезис как при комнатной температуре, так и при 77 К. Наиболее

сильно эти свойства проявлялись в образцах с неоднородностями в намагниченности. На рис. 4 и 5 показаны токовые зависимости сопротивления для пленочных образцов Ge:(Mn,Al)/GaAs и CoSi/Si. Природа этих аномалий пока не ясна. Она может быть связана с электрополевым разогревом носителей тока – дырок, определяющих спиновую упорядоченность 3*d*-атомов.



Рис. 5. Токовая зависимость сопротивления, полученного осаждением из лазерной плазмы при 350 °C 50 нм слоя CoSi/Si. Вверху *R*(*I*) при первом цикле прохождения тока, внизу – после 4-го цикла.

Работа поддержана грантами РФФИ 05-02-17362, 08-02-01222, МНТЦ G1335, Рособразования РНП 2.1.1/2833.

1. Демидов, Е.С. Ферромагнетики на основе алмазоподобных полупроводников GaSb, InSb, Ge и Si, пересыщенных примесями марганца или железа при осаждении из лазерной плазмы / Е.С. Демидов, В.В. Подольский, В.П. Лесников, М.В. Сапожников, Д.М. Дружнов, С.Н. Гусев, Б.А. Грибков, Д.О. Филатов, Ю.С. Степанова, С.А. Левчук // ЖЭТФ. 2008. Т. 133, вып. 1. С. 1–8.

2. *Demidov, E.S.* High Temperature Ferromagnetism in Laser Deposited Layers of Silicon and Germanium Doped with Manganese or Iron Impurities / E.S. Demidov, B.A. Aronzon, S.N. Gusev, V.V. Karzanov, A.S. Lagutin, V.P. Lesnikov, S.A. Levchuk, S.N. Nikolaev, N.S. Perov, V.V. Podolskii, V.V. Rylkov, M.V. Sapozhnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials (JMMM). 2009. V. 321. P. 690–694.

3. *Ishikava, T.* Fabrication of fully epitaxial Co2MnSi/MgO/Co2MnSi magnetic tunnel junctions / T. Ishikawa, S. Hakamata, K. Matsuda, T. Uemura, M. Yamamoto // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 07A919.

Магнитные и магнитотранспортные свойства пленок $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.35$)

В.В. Рыльков¹, Б.А. Аронзон¹, С.Н. Николаев¹, В.В. Тугушев¹, Е.С. Демидов², А.С. Левчук², В.П. Лесников², В.В. Подольский²

¹Российский научный центр «Курчатовский институт», 123182 Москва.

²Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И. Лобачевского,

603950 Нижний Новгород.

В последнее время большой интерес вызывают исследования свойств магнитных полупроводников (МП) на основе элементов IV группы (Ge и Si), поскольку такие материалы могут быть использованы при создании устройств спинтроники и легко могут быть интегрируемы в существующую микроэлектронную технологию. В основном полученные результаты (в частности, для Mn_xSi_{1-x}) базируются на изучении намагниченности этих материалов, которая не может однозначно указывать на наличие спиновой поляризации носителей заряда. Дело в том, что в двухфазных системах (при наличии ферромагнитных (ФМ) кластеров) гистерезис намагниченности может быть связан только с кластерами, а эффект Холла (ЭХ) иметь нормальный (линейный) характер, и спиновая поляризация носителей заряда отсутствовать, как в немагнитном полупроводнике в [1].



Рис. 1. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3 образца 1 при низких температурах ($T \le 100$ K) в полях до 2.5 Тл.

В работе представлены результаты исследования транспортных и магнитных свойств $Mn_x Si_{1-x}$ пленок с содержанием Mn около 35%, полученных методом лазерного осаждения на Al_2O_3 и GaAs-подложках при температурах роста $T_g = 300-350$ °C. Исследования выполнены при температурах 5–300 К в магнитных полях до 2.5 Тл. Показано, что полученные слои обладают металлическим типом проводимости, демонстрируя слабое изменение намагниченности в диапазоне T = 50-200 К. Впервые

в Mn_xSi_{1-x}-системе обнаружен аномальный эффект Холла (АЭХ), имеющий существенно-гистерезисный характер (рис. 1). В силицидах Mn (слабых зонных ФМ) типа Mn₄Si₇ АЭХ не наблюдается, а температура Кюри $T_c \approx 50$ К. Установлено, что для структур Mn_xSi_{1-x}/Al₂O₃ аномальная компонента ЭХ полностью определяет его поведение вплоть до 300 К, сохраняя гистерезисный характер до \approx 230 К, а ее знак противоположен знаку нормальной компоненты, отвечающей дырочному типу проводимости Mn_rSi_{1-r} ЭХ (рис. 2). Для структур Mn_rSi_{1-r}/GaAs АЭХ проявляется почти на порядок сильнее при T = 300 К, а магнитный момент на атом Mn возрастает в несколько раз, хотя гистерезис в АЭХ практически отсутствует. Сильный ФМ полученных пленок невозможно объяснить за счет формирования силицидов Мп, поскольку в них $T_c < 50$ K.



Рис. 2. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3 образца 1 при высоких температурах ($T \ge 77$ K) в полях до 1 Тл.

Мы полагаем, что исследованная система не является однофазной, причем важную роль в ее магнитном упорядочении играют ФМ-кластеры, содержащие междоузельные ионы Mn с локальным спином S = 1-1.5 (см. [2]) и находящиеся в матрице слабого зонного ФМ-типа MnSi_{2-x} ($x \approx 0.25$). Дальний ФМ-порядок при высокой температуре обусловлен как обычным РККИ-обменом этих кластеров через свободные носители, так и обменом через спиновые флуктуации (парамагноны) матрицы [3]. Концентрация свободных носителей составляла $\approx 10^{22}$ см⁻³.



Рис. 3. Магнитополевые зависимости холловского сопротивления R_H для Mn_xSi_{1-x}/Al_2O_3 образца 2, полученного при $T_g = 350$ °C.

Об эффекте вымораживания этих спиновых флуктуаций при понижении температуры свидетельствует резкое уменьшение сопротивления образцов ниже 40 К и необычное поведение петли гистерезиса АЭХ в этих условиях – вплоть до уменьшения коэрцитивного поля с понижением температуры в образце с минимальным содержанием дефектов (рис. 3).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (09-02-92675-инд-а, 08-02-00719, 09-07-12151).

1. Рыльков В.В., Аронзон Б.А., Данилов Ю.А. и др. // ЖЭТФ, **127**, 838 (2005).

2. Liu Q. et al. // Phys. Rev. B, 77, 245211 (2008).

3. Tugushev V.V., Kulatov E., Menshov V. // Physica B, 378-380, P1100 (2006).

Магнетизм в гетероструктурах на основе магнитных полупроводников

Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова

РНЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва. e-mail: meilikhov@imp.kiae.ru

Основные препятствия на пути развития полупроводниковой спинтроники – отсутствие полупроводниковых материалов и структур, которые обладали бы достаточно высокой подвижностью носителей заряда и были бы ферромагнитны при высокой (комнатной) температуре. В этой связи перспективными представляются гетероструктуры на основе магнитных полупроводников с удаленным легированием [1, 2] и гибридные структуры «ферромагнитный металл – полупроводник» [3], магнитные свойства которых в значительной степени определяются высокотемпературным ферромагнетизмом входящего в их состав металла.

В работе теоретически рассматривается ферромагнетизм магнитных примесных атомов, косвенно взаимодействующих через квазидвумерные каналы проводимости в квантовых ямах гетероструктур (одиночного гетероперехода, одиночной квантовой ямы, двойной квантовой ямы, сверхрешетки). Взаимодействие возникает за счет провисания волновой функции носителей заряда, локализованных в модельных треугольных ямах, в барьерную область, где расположены примеси. Найдены соответствующие температуры Кюри (см. рис. 1). Результаты сопоставляются с экспериментальными данными, относящимися к структурам на основе магнитных разбавленных полупроводников типа Ga_{1-r}Mn_rAs [4]. Отличительная черта рассмотренных структур – высокая подвижность носителей заряда в двумерном канале проводимости, являющаяся следствием удаленного легирования.

Исследуется также планарная структура $Fe/Ga_{1-x}Mn_xAs(100)$, в которой индуцированное ферромагнитное состояние в приграничном слое полупроводника сохраняется и при комнатной температуре [3]. Показано, что взаимовлияние двух механизмов магнитного упорядочения Mn-атомов – их обменного взаимодействия с атома-

ми Fe и косвенного обменного взаимодействия друг с другом – приумножает результат действия каждого из них в отдельности.

Магнитная «затравка» в виде спиновой поляризации магнитных атомов полупроводника, индуцированная ферромагнетиком, значительно усиливается за счет косвенного взаимодействия между этими атомами. В результате температура Кюри, определяющая существование ферромагнетизма в приграничной области разбавленного магнитного полупроводника, значительно возрастает и область существования заметной намагниченности распространяется далеко за пределы интервала, ограниченного сверху «собственной» температурой Кюри магнитного полупроводника (см. рис. 2).

Наконец, изучается возможность объединения двух рассмотренных схем:

а) удаленно легированной квантовой ямы с высокоподвижными двумерными носителями и

б) индуцированного «внешним» ферромагнетиком высокотемпературного магнитного порядка в разбавленном магнитном полупроводнике.

В этой связи рассматривается гетероструктура Fe/Ga_{1-x}Mn_xAs/In_{1-y}Ga_yAs. В рамках теории среднего поля показано наличие существенного усиления ферромагнетизма, индуцированного ферромагнитным металлом (Fe) в системе магнитных примесей (Mn), за счет косвенного взаимодействия последних через квазидвумерный канал проводимости в квантовой яме. В результате возникает высокотемпературный ферромагнетизм (см. рис. 3), приводящий к спиновой поляризации локализованных в яме носителей с сохранением их высокой подвижности.

1. Мейлихов Е.З., Фарзетдинова Р.М. // Письма в ЖЭТФ, **87**, 568 (2008).

2. Мейлихов Е.З., Фарзетдинова Р.М. // ЖЭТФ, **137** (2010) – [в печати].

3. *Maccherozzi F. et al.* // Phys. Rev. Lett., **101**, 267201 (2008).

4. Панков М.А., Аронзон Б.А., Рыльков В.В. и др. // ЖЭТФ, **136**, 324 (2009).

Обозначения к рисункам

u, a – глубина и ширина ямы, b – ширина барьера, a_0 – постоянная решетки, $q \propto N_s^{1/3}$ (N_s – двумерная концентрация носителей в яме), k_F – фермиевский импульс, l_0 – длина пробега носителей в объемном разбавленном магнитном полупроводнике, z – ось роста структуры, τ (τ_C) – температура (температура Кюри), j_{Mn} – намагниченность атомов Mn, J_{Fe} и J_{Mn} – константы взаимодействия, L_{Mn} – толщина слоя атомов Mn.



Рис. 1. Температура Кюри гетероструктур с магнитными примесями. Две нижние кривые – структуры с прямоугольными ямами (1 – одиночная яма, 2 – двойная яма и сверхрешетка), три верхних кривые – структуры с треугольными ямами (1а – одиночный гетеропереход и одиночная яма, 2а – двойная яма, 2b – сверхрешетка). Параметры структур: u = 0.36, $a = 10a_0$, $b = 5a_0$, $qa_0 = 0.25$, $k_Fa_0 = 0.1$, $l_0 = 3a_0$. На вставке: длина пробега носителей в каналах проводимости сверхрешеток с удаленным легированием.

Рис. 2. Пространственные распределения локальной намагниченности $j_{Mn}(z)$ полупроводника вблизи интерфейса Fe/Ga(Mn)As при температурах $\tau = 4 < \tau_C \approx 5$ (левая панель) и $\tau = 6 > \tau_C$ (правая панель) для $J_{Fe}/J_{Mn} = 2.5$, $L_{Mn} = 7a_0$. Мп \leftrightarrow Мп – собственная намагниченность полупроводника, Мп \leftrightarrow Fe – его индуцированная намагниченность, Мп \leftrightarrow Mn+Mn \leftrightarrow Fe – индуцированная намагниченность, усиленная косеенным взаимодействием.



Рис. 3. Пространственные распределения локальной намагниченности $j_{Mn}(z)$ полупроводника области интерфейсом в между Fe/Ga(Mn)As и гетеропереходом Ga(Mn)As/InGaAs при температуре $\tau = 0.25 <$ $< \tau_{\rm C} \approx 0.3$ для $J_{\rm Fe}/J_{\rm Mn}$ =2, $L_{\rm Mn}$ =10 a_0 . Mn \leftrightarrow Mn – собственная намагниченность полупроводника, Мп↔Fe – его индуцированная намагниченность, Мп↔Мп+Мп↔Fe – индуцированная намагниченность, усиленная косвенным взаимодействием.

Электрическая и оптическая регистрация спина электрона магнитным барьером Шоттки

О.Е. Терещенко^{1,2}, Т.С. Шамирзаев^{1,2}, А.М. Гилинский¹, Д.Д. Дмитриев¹, А.И. Торопов¹, G. Lampel³, Y. Lassailly³, D. Paget³, J. Peretti³

¹Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13. ²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2. ³Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France. e-mail: teresh@thermo.isp.nsc.ru

С открытием спина электрона возникла задача регистрации и измерения спина свободных электронов. Одним из первых и до сих пор наиболее широко используемых детекторов спина электрона является детектор Мотта, который работает на явлении асимметрии рассеяния электронов на атоме вследствие спин-орбитального взаимодействия, существенном при высоких энергиях электронов (~100 кэВ). Другой тип спин-детекторов основан на спин-зависимом отражении (прохождении) электронов от ферромагнетика. Обменное взаимодействие приводит к тому, что коэффициент отражения (прохождения) электронов от ферромагнитной пленки зависит от взаимной ориентации векторов среднего спина электронов и намагниченности пленки.

Детектор спина электронов (спин-фильтр) на основе структуры Pd/Fe/GaAs(001) является альтернативой известным детекторам Мотта [1, 2] и может использоваться для измерения среднего спина свободных электронов в вакууме, а также как спин-инжектор в твердотельной спинтронике [3]. Основной целью работы являлось изучение электрических и магнитных свойств барьеров Шоттки (БШ), а также транспорта спин-поляризованных электронов в структурах Pd/Fe/GaAs(001).

Для изготовления барьеров Шоттки на основе Fe/GaAs нами были реализованы три границы раздела между металлом и GaAs. Напыление Fe происходило на поверхность GaAs(001): 1) покрытую оксидом (UVOCS), который приготавливался по стандартной методике окисления арсенида галлия в потоке кислорода под действием ультрафиолетового излучения; 2) на чистую поверхность с реконструкциями 2×4 и 4×2, которые приготавливались обработкой в HCl-ИПС и последующим прогревом в вакууме при T = 450 и 550 °C соответственно; 3) на поверхность арсенида галлия, пассивированную азотом в растворе гидразина. Для напыления металлов (Pd, Fe) использовались ячейки Кнудсена. После напыления железа (0.5-5 нм) на поверхность напылялся палладий для защиты железа от окисления на воздухе. Электрофизические параметры барьера Шоттки (J₀, Ф_b, n, Rs) определялись из вольт-амперных (I-V) зависимостей, магнитные свойства (Hc, Ms) изучались электрооптическим методом Керра и сверхпроводящим магнитометром (SQUID).

Методами дифракции рентгеновских лучей и атомно-силовой микроскопии показано, что рост Fe на реконструированной поверхности GaAs(001)

идет эпитаксиально с наименьшей величиной шероховатости поверхности (rms = 0.3 нм). Наименьшее значение коэрцитивного поля Hc получены при напылении железа на атомарно-чистую реконструированную поверхность GaAs(001). Такие структуры обладали наименьшей анизотропией намагниченности. Показано, что намагниченность пленки Fe является линейной функцией ее толщины и соответствует намагниченности объемного железа (отсутствие «мертвого» слоя).

Изготовлены БШ на основе Fe/GaAs(001) с электрическими (плотность обратного тока менее 10^{-6} A/см² при запирающем напряжении 0.5 В) и магнитными (значение коэрцитивного поля менее 100 Гс) свойствами, позволяющими достигать эффективности прибора (F ~ 10^{-4}), сравнимой с лучшими детекторами Мотта, при этом диапазон рабочих напряжений составляет 10–1000 В. Измерена степень поляризации свободных электронов в пучке по спину, эмитированных из GaAsфотокатода с отрицательным электронным сродством.

Принципиальная схема эксперимента по инжектированию спин-поляризованных электронов приведена на вставке к рис. 1, а. Функция прохождения тока Т через границу раздела есть отношение тока прошедших в полупроводник электронов (коллекторный ток I_C) к падающему I_C/I_0 . На рис. 1, а показана зависимость Т от энергии инжектируемых электронов. Ниже (рис. 1, б) приведена спин-зависимая функция прохождения $\Delta T =$ $= (I_C(\uparrow) - I_C(\downarrow))/I_0$, измеренная как разность величин токов инжектируемых электронов со спином вверх и вниз. Как видно, обе структуры показывают схожие зависимости T и ΔT , несмотря на различия в ширине и высоте промежуточного барьера между Fe и GaAs. Различие наблюдалось лишь в функции прохождения Т для энергии электронов меньше 300 эВ: Т на два порядка больше для структуры без интерфейсного оксидного слоя. Такое различие напрямую связано с разными электрическими характеристиками перехода. Функция прохождения достигала единицы при инжекции электронов с энергией около 800 эВ. Для электронов с большей энергией *T* становилось больше 1 вследствие умножения вторичных электронов в металлических слоях. В том же интервале энергий спин-зависимая функция ΔT увеличивалась на несколько порядков и достигала величины 10⁻².

Как известно, для сравнения параметров детекторов в основном используют две величины: функцию Шермана S ($S = A/P_0$, где A – спинзависимая функция асимметрии), которая характеризует относительное изменение сигнала на детекторе при обращении поляризации электронного пучка, и показатель качества детектора F $(F = S^2 \cdot T,$ где $T = I/I_0$ и I – ток детектируемых электронов, І₀ – ток падающих на детектор электронов), представляющий собой меру эффективности использования падающих на анализатор электронов. Для обеих структур спин-зависимая функция асимметрии $A = \Delta T/T$ имеет максимум с энергией соответствующей функции прохождения, равной единице (рис. 1, в). Максимум соответствует функции Шермана $S = A/P_0$ порядка 10^{-2} , которая отражает селективность структур по спину. Для применений в спин-полиметрии важное значение имеет показатель качества $F = S^2 \cdot T$, который определяет квадрат отношения сигнала к шуму. Для обеих структур показатель качества имел максимум при энергии 800 эВ и достигал величины $F = 1.5 \times 10^{-4}$. Эта величина сравнима с показателем качества детекторов Мотта. По сравнению с мотт-детекторами спин-фильтры на барьере Шоттки имеют ряд преимуществ: малый размер, совместимость с другими вакуумными методами, такими как фотоэмиссия и электронная микроскопия, низкие рабочие напряжения (менее 1 кВ против 100 кВ, используемых в калиброванных моттдетекторах).

В работе [3] было предложено использовать для детектирования спина электрона оптический метод измерения. Была разработана и выращена гетероструктура GaAs с двумя квантовыми ямами In_{0.18}Ga_{0.82}As. Эффективность данной структуры была проверена в эксперименте по инжекции электронов из ферромагнитного металлического контакта в гетероструктуру с квантовыми ямами и измерению степени циркулярно-поляризованной электролюминесценции (ЭЛ). Степень поляризации света определялась как $P_{circ} = (I^+ - \Gamma)/(I^+ + \Gamma)$ в зависимости от длины волны. І⁺ и Г соответствуют интенсивностям ЭЛ с поляризацией σ+ и σсоответственно. Максимальная степень поляризации составила 7%. Поскольку в рекомбинации участвуют только тяжелые дырки, то $P_{circ} = P_{spin}$ и коэффициент эффективности спиновой инжекции η из Fe-контакта может быть вычислен как $\eta = P_{circ}/P_{Fe}$, где P_{Fe} – степень поляризации электронов, эмитируемых из контакта. Используя $P_{circ} = 7\%$ и $P_{Fe} = 0.44$ [4], получаем значение коэффициента эффективности спиновой инжекции $\eta = 16\%$ (78 K). Полученный коэффициент эффективности спиновой инжекции сравним с известными значениями в литературе [5]. Таким образом, гетероструктура Pd/Fe/GaAs/InGaAs перспективна для использования в спин-детекторах с оптической регистрацией спина инжектируемых электронов.

Работа поддержана по программе междисциплинарных интеграционных проектов СО РАН (№ 22).



Рис. 1. Функция пропускания T (*a*), спин-зависимая функция ΔT (δ) и асимметрии $\Delta T/2T$ (ϵ) для структур Pd/Fe/GaAs и Pd/Fe/ox/GaAs.

1. *Rougemaille*, *N*. Injection energy dependence of spin-polarized hot-electron transport through a ferromagnetic metal/oxide/semiconductor junction / N. Rougemaille, D. Lamine, G. Lampel, Y. Lassailly, and J. Peretti // Phys. Rev. B. 77 (2008) 094409.

2. *Tereshchenko, O.E.* Magnetic and transport properties of Fe/GaAs Schottky junctions for spin polarimetry applications / D. Lamine, G. Lampel, Y. Lassailly, X. Li, D. Paget, J. Peretti // Appl. Surf. Sci. (2010) [accepted for publication].

3. *Tereshchenko, O.E.* Pd/Fe/GaAs/InGaAs quantum structure for electron spin detection / O.E. Tereshchenko, T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.I. Toropov, D.V. Dmitriev, D. Lamine, D. Paget, Y. Lassailly, J. Peretti // Proc. of the 17 Int. Symp. "Nanostructures: Physics and technology". Minsk, Belarus, 2009. P. 332.

4. Soulen, R.J. Measuring the Spin Polarization of a Metal with a Superconducting Point Contact / R.J. Soulen, J.M. Byers, M.S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S.-F. Cheng, P.R. Broussard, C.T. Tanaka, J. Nowak, J.S. Moodera, A. Barry and J.M.D. Coey // Science 282 (1998) 85.

5. *Li*, *C.H.* Electrical spin injection into the InAs/GaAs wetting layer / C.H. Li, G. Kioseoglou, A.T. Hanbicki, R. Goswami, C.S. Hellberg, B.T. Jonker, M. Yasar, A. Petrou // Appl. Phys. Lett. 91 (2007) 262504.

Ускорительный комплекс для экстремальной ультрафиолетовой литографии на базе ЛСЭ со средней мощностью излучения киловаттного диапазона

В.С. Анчуткин¹, А.Б. Бельский², Ю.А. Будагов², О.П. Гущин³, И.Ф. Ленский⁴, А.Г. Ольшевский², А.Н. Сисакян², Е.М. Сыресин², Г.В. Трубников², Н.А. Шелепин³, Г.Д. Ширков²

¹ОАО «Красногорский завод им. С.А. Зверева», Московская обл., Красногорск. ²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна. ³ОАО «НИИМЭ и Микрон», Зеленоград. ⁴ОАО «Дубна-Система», Дубна. e-mail syresin@nusun.jinr.ru

Проект направлен на создание ускорительного комплекса на базе 1.25 ГэВ сверхпроводящего линейного ускорителя для лазера на свободных электронах (ЛСЭ), используемого для наноиндустрии и, прежде всего, для экстремальной ультрафиолетовой литографии (ЭУФЛ) на длине волны излучения 13.5 нм при средней мощности лазерного излучения 1.75 кВт [1]. Он также ориентирован на проведение исследований материалов с использованием когерентного рентгеновского и ВУФизлучения в диапазоне длин волн 2.4–30 нм. В рамках реализации проекта предполагается провести следующие работы:

- разработку концептуального проекта для линейного сверхпроводящего ускорителя на энергию 1.25 ГэВ, обеспечивающего когерентное лазерное излучение на длине волны 13.5 нм со средней мощностью 1.75 кВт для ЭУФЛ;
- разработку концептуального проекта для ЭУФЛ с разрешением 22 нм и 16 нм и ниже при использовании одного ЛСЭ-источника излучения с длиной волны 13.5 нм и средней мощностью кВт-диапазона, работающего одновременно на несколько наносканеров;
- разработку предложений по проведению медико-биологических исследований в «водяном окне» от 2.4–4.6 нм;
- разработку предложений по проведению исследований магнитных материалов на длине волны около 1.5 нм (на 3-й гармонике ЛСЭ);
- реализацию технологии, связанной с созданием международного линейного коллайдера ILC.

Сегодня достигнутый уровень средней мощности лазерного источника излучения на длине волны 13.5 нм для ЭУФЛ составляет менее 100 Вт при производительности 60 пластин в час [2]. При достижении средней мощности источника 200 Вт в наносканерах ASML планируется производительность 150 пластин в час с разрешением 22 нм [3].

В рамках данного проекта для ЭУФЛ планируется обеспечить ЛСЭ-генерацию лазерного излучения на длине волны 13.5 нм при средней мощности излучения 1.75 кВт, импульсной мощности 88 ГВт. ЛСЭ-излучение обладает теми же свойствами, что и излучение для оптических лазеров, – высокой пространственной когерентностью с размером пятна излучения на выходе ондулятора 0.2 мм и малой угловой расходимостью (54 мкрад), обусловленной дифракцией. Роль активной среды в ЛСЭ играет электронный пучок с энергией электронов 1.25 ГэВ и его средней мощностью около 100 кВт. Длина ускорительного комплекса в этом случае составит около 180 м.

Применение ЛСЭ-излучения на длине волны 13,5 нм при его средней мощности 1,75 кВт позволяет реализовать ЭУФЛ с высокой (промышленной) производительностью и обеспечить разрешение 22 нм, 16 нм и ниже.

Концептуальный проект ускорительного комплекса для ЭУФЛ базируется на технологии, реализованной на ЛСЭ FLASH в ДЕЗИ [4].

Таблица 1

Параметры ускорительных комплексов FLASH и ЛСЭ-ЭУФЛ

Ускорительный комплекс	FLASH	ЛСЭ-
		ЭУФЛ
Энергия электронов, ГэВ	0.68	1.25
Длина ЛСЭ	250	180
Пиковый ток пучка, кА	2.5	2.5
Заряд электронов в банче, нК	1	1
Частота повторения	10	10
макроимпульсов, Гц		
Длительность макроимпульса, мс	0.8	0.8
Число импульсов в макроимпульсе	7200	8000
Частота повторения	9	10
микроимпульсов, МГц		
Длина ондулятора, м	27	30
Период ондулятора, см	2.73	3.5
Длина волны, нм	13.5	13.5
Ширина спектра излучения, %	2	2
Энергия излучения в	1.4	22
микроимпульсе, мДж		
Пиковая мощность излучения, ГВт	5.6	88
Длительность импульса	250	250
излучения, фс		
Диаметр пятна излучения, мм	0.17	0.2
Угловая расходимость излучения,	30	54
мкрад		
Средняя мощность излучения, кВт	0.1	1.76

В настоящее время на FLASH реализована генерация ультрафиолетового излучения на длине волны 13.5 нм с импульсной мощностью несколько гигаватт. Основой ЛСЭ FLASH является сверхпроводящий линейный ускоритель типа L-band на энергию электронов 1 ГэВ (рис. 1). Он спроектирован для работы при импульсном токе 10 мА, длительности микроимпульсов 800 мкс и частоте их повторения 10 Гц.



Рис. 1. Линейный сверхпроводящий ускоритель для ускорительного комплекса экстремальной ультрафиолетовой литографии.

Проведенный в [5] анализ показывает, что технология, реализованная на FLASH, имеет хорошую возможность для увеличения средней мощности электронного пучка и эффективности конверсии энергии электронов в ультрафиолетовое излучение с длиной волны 13.5 нм. Для электронов с энергией 1,25 ГэВ полная энергия излучения, заключенная в банче, за макроимпульс составляет 176 Дж. Энергия, излученная за микроимпульс, в зависимости от длины ондулятора и энергии электронов приведена на рис. 2. Для ондулятора длиной 30 м она составляет 22 мДж при энергии электронов 1,25 ГэВ. Пиковая мощность излучения составляет 88 ГВт, при длительности импульса излучения (FWHM - ширина по полувысоте) составляет 250 фс.



Рис. 2. Зависимость энергии, излученной в ЛСЭ за микроимпульс, от длины ондулятора при разных значениях электронов ($E_e = 680$ МэВ – сплошная линия, $E_e = 1250$ МэВ – пунктирная линия, $E_e = 2500$ МэВ – точечная линия).

Спектральные характеристики лазерного излучения на длине 13,5 нм при энергии электронов 1,25 ГэВ приведены на рис. 3. Ширина спектра излучения составляет менее 2% и полностью удовлетворяет требованиям ЭУФ-литографии.



Рис. 3. Спектральная плотность излучения на длине волны 13,5 нм для электронов с энергией 1.25 ГэВ.

Имея в своем арсенале источник когерентного излучения со средней мощностью 1.75 кВт, возможно реализовать схему ЭУФЛ, при которой излучение из ЛСЭ распределяется между 9 наносканерами со средней мощностью излучения в каждом 200 Вт (рис. 4). Остальное оборудование предполагается идентичным тому, что используется в настоящее время для экстремальной ультрафиолетовой литографии.



Рис. 4. Распределение излучения ЛСЭ между литографическими станциями при массовом производстве микросхем.

1. Будагов Ю. и др. Предложения по созданию ускорительного комплекса ОИЯИ для экстремальной ультрафиолетовой литографии: Сообщение ОИЯИ. 2009 [в печати].

2. *Bakshi V.* EUV Sources Come Back as Top EUV Lithography Concern // Semiconductor International. July, 2009. http://www.semiconductor.net.

3. van den Brink M. Imaging for next decade // IMEC Technology Forum, 3 June 2009.

4. *Aberg T. et al.* // A VUV FEL at the TESLA Test Facility at DESY // Conceptual design report, DESY, TESLA-FEL 95-03, May 1995.

5. Saldin E. et al. Potential of the FLASH FEL technology for the construction of a kW-scale light source for the next generation lithography // FEL09, August 2009.

Наномеханика одноэлектронного транзистора

Ю.А. Пашкин^{1, 2}, Т.Ф. Ли³, О. Астафьев¹, Д. Князев², Дж.Ш. Цай¹

¹ Лаборатория наноэлектроники корпорации NEC и Институт передовых исследований РИКЕН,

Цукуба, Ибараки 305-8501, Япония.

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр. 53, Москва 119991.

³ Институт микроэлектроники, Университет Цинхуа, Пекин 100084, Китай.

e-mail: pashkin@zp.jp.nec.com

Одноэлектронный транзистор [1] привлекает внимание исследователей как одно из перспективных устройств современной наноэлектроники. Благодаря своим уникальным свойствам он находит применение в электрометрии, метрологии, а также в экспериментах, связанных с квантовыми измерениями.

В недавней работе [2] было предложено использовать одноэлектронный транзистор как детектор колебаний малых амплитуд наномеханических резонаторов. Принцип такого детектирования заключается в том, что при смещении резонатора от положения равновесия на остров транзистора наводится электрический заряд, и это приводит к модуляции измеряемого тока. Используя высокочастотную версию одноэлектронного транзистора, можно получить чувствительность к механическому смещению, близкую к 10⁻¹⁵ м/Гц^{1/2}, что было продемонстрировано в работах [3] и [4].

Обычный одноэлектронный транзистор изготавливается на подложке и механическими степенями свободы не обладает. В данной работе мы описываем прибор, который включает в себя как наномеханический резонатор, так и датчик малых механических смещений в виде одноэлектронного транзистора. Другими словами, это одноэлектронный транзистор с механическими степенями свободы, которые появляются за счёт подвешивания острова. Мы модифицировали метод изготовления данного устройства, предложенный в работе [5], сделав одно существенное изменение: кроме обычного бокового затвора, расположенного в одном слое с транзистором, используется ещё один, расположенный под островом транзистора, который мы назвали нижним затвором. Такая конфигурация позволяет в несколько раз увеличить ёмкость связи, повышая таким образом транзисторную чувствительность к механическим смещениям, а также разделить высокое постоянное напряжение V_{dc} и медленно меняющееся напряжение V_g за счёт их подачи на разные затворы, что существенно упрощает процесс измерений. Измерения проводились в рефрижераторе растворения при температуре камеры растворения около 30 мК. Похожий одноэлектронный транзистор на основе углеродной нанотрубки исследовался в работе [6].

Исследуемый транзистор, а также его измерительная схема схематически изображены на рис. 1. Транзистор изготовлен с помощью электронной литографии из алюминия и включает в себя остров, исток и сток, соединённые последовательно через туннельные переходы Al/AlO_x/Al (показаны на рисунке жирными линиями) площадью около 3000 нм² каждый, что соответствует зарядовой энергии транзистора около 200 мкэВ. Наномеханическим резонатором является мостик, т. е. часть острова транзистора длиной L = 1500 нм, шириной w = 90 нм и толщиной t = 39 нм, зафиксированная с обоих концов электродами истока и стока вдвое большей толщины и отделённая от нижнего затвора вакуумным зазором. В отсутствие механического напряжения резонансная частота f_0 основной изгибной моды деформации такого резонатора определяется выражением $f_0 \approx 1.03 [E/\rho]^{1/2} t/L^2$, где *Е* – модуль Юнга, а р – плотность вещества резонатора. Подставляя в это выражение размеры мостика и параметры алюминия ($E = 69 \ \Gamma \Pi a$ и $\rho = 2700 \text{ кг/м}^3$), получаем $f_0 \approx 90 \text{ МГц}$. Из-за механического напряжения, вызванного разностью коэффициентов теплового расширения алюминия и кремния (материала подложки), следует ожидать увеличения резонансной частоты на несколько процентов, что подтверждается экспериментальными данными.



Рис. 1. Одноэлектронный транзистор с подвешенным островом. Боковой затвор, связанный с островом ёмкостью C_g и подсоединённый к источнику напряжения V_g , не показан. Пунктирные линии соответствуют основной моде колебаний «вверх-вниз» (сильно преувеличено). Отклонение x считается положительным при смещении середины острова вниз, что соответствует увеличению ёмкости $C (\Delta C > 0)$ при x > 0. Металлический слой транзистора поддерживается полимером Π . Прочие обозначения поясняются в тексте.

Механические колебания преобразуются в изменение заряда острова при подаче на нижний затвор постоянного напряжения V_{dc} . В этом случае отклонение *x* середины острова от равновесия приводит к изменению ёмкости связи $\Delta C = Cx/d$, где C – ёмкость связи в равновесии, d – равновесное расстояние между резонатором и островом.

При этом на острове наводится заряд, равный $\Delta q = V_{\rm dc} \Delta C = V_{\rm dc} C x/d$. Приравнивая этот заряд к зарядовому шуму транзистора ба, получаем чувствительность к механическому смещению $\delta x = \delta q d / V_{dc} C$. Подставляя достаточно консервативные параметры $\delta q = 10^{-3} e/\Gamma \mu^{1/2}$ (где e – заряд электрона), d = 50 нм, и $C = 10^{-17} \Phi$, получаем $\delta x \approx 10^{-12} \text{ м/} \Gamma \mu^{1/2}$ на каждый вольт V_{dc} . Чем выше напряжение V_{dc}, тем больше чувствительность транзистора к механическим смещениям, однако это напряжение не может превышать напряжение пробоя (несколько вольт для нашей структуры). Данная оценка получена для используемого низкочастотного режима работы одноэлектронного транзистора. В этом режиме транзисторный шум определяется флуктуациями так называемого фонового заряда со спектром 1/f.

В соответствии с теоремой о равнораспределении энергии мостик при конечной температуре Т колеблется на основной частоте со среднеквадратичной амплитудой $\langle x_{\rm T} \rangle = [k_{\rm B} T / m \omega_0^2]^{1/2}$, где $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, т – эффективная масса мостика, $\omega_0 = 2\pi f_0$. Используя значения параметров мостика и температуры, получаем $\langle x_{\rm T} \rangle \approx 3 \cdot 10^{-13}$ м, что меньше чувствительности транзистора на постоянном токе. Поэтому резонансные характеристики транзистора изучались при воздействии внешней силы. Мостик транзистора раскачивается силой притяжения, создаваемой переменным напряжением $V_{\rm ac}$ частоты f, приложенным к нижнему затвору. Раскачка изменяет величину С, вследствие чего изменяется наведённый на остров заряд и модулируется ток I. Этот полезный эффект зависит от частоты и наиболее выражен в резонансе, когда раскачка острова максимальна. Ток I также модулируется непосредственным воздействием переменного напряжения затвора транзистора. Эта побочная модуляция от частоты не зависит. Поэтому результирующая частотная зависимость тока отличается от лоренциана, характерного для резонатора с малым затуханием.

При проведении измерений между истоком и стоком транзистора подаётся постоянное напряжение V. При фиксированных значениях V_{dc} и амплитуды V_{ac} измеряется постоянный ток I и его зависимость от медленно меняющегося напряжения V_g на боковом затворе и частоты переменного напряжения V_{ас} вблизи резонансной частоты. Так как зависимость I от Vg периодична, то диапазон V_g подбирается равным одному периоду модуляции, так что одна кривая I(Vg), измеренная при фиксированной частоте внешней силы, имеет один максимум тока при $C_{\rm g} V_{\rm g} / e = 0.5$ (левая часть рис. 2, *a*). Затем частота V_{ac} увеличивается с малым шагом, и измеряется набор кривых $I(V_g)$, показанных в виде графика интенсивности на рис. 2, а. Механический резонанс проявляется в виде характерной особенности на зависимости измеряемого тока от частоты. Резонансная особенность видна при любых значениях $V_{\rm g}$, однако наиболее ярко выражена при $C_{\rm g}V_{\rm g}/e \approx 0.5$ (рис. 2, δ). Наши наблюдения хорошо согласуются с предсказаниями ортодоксальной теории одноэлектронного транзистора [1] для случая, когда присутствует основная изгибная мода колебаний.



Рис. 2. (*a*) Ток *I* через транзистор в зависимости от напряжения на боковом затворе $V_{\rm g}$ и частоты внешней силы *f* при фиксированных значениях *V*, $V_{\rm dc}$ и амплитуды $V_{\rm ac}$. Механический резонанс проявляется в виде особенности при частоте около 95.01 МГц. (*б*) Ток *I* через транзистор в зависимости от частоты внешней силы при $C_{\rm g}V_{\rm g}/e \approx 0.5$. Вертикальная штриховая линия со стрелкой показывает частоту, соответствующую механическому резонансу.

Описанное устройство может применяться как для детектирования собственных механических высокочастотных колебаний, так и для изучения квантовых эффектов в наноэлектромеханических системах, т. е. электронных системах, обладающих механической степенью свободы.

1. Averin D.V., Likharev K.K. Coulomb blockade of tunneling and coherent oscillations in small tunnel junctions // J. Low Temp. Phys. 1986. V. 62, № 3/4. P. 345–372.

2. *Blencowe M*. Quantum electromechanical systems // Phys. Rep. 2004. V. 395, № 3. P. 159–222.

3. *Knobel R.G., Cleland A.N.* Nanometer-scale displacement sensing using a single electron transistor // Nature. 2003. V. 424. P. 291–293.

4. LaHaye M.D., Buu O., Camarota B., Schwab K.C. Approaching the quantum limit of a nanomechanical resonator // Science. 2004. V. 304, № 5667. P. 74–77.

5. Li T.F., Pashkin Yu.A., Astafiev O. et al. Lowfrequency charge noise in suspended aluminum singleelectron transistors // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91, № 3. P. 033107-1–3.

6. Steele G.A., Hüttel A.K., Witkamp B., Poot M. et al. Strong coupling between single-electron tunneling and nanomechanical motion // Science. 2009. V. 325, № 5944. P. 1103–1107.

Исследование релаксации примесной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне в гетероструктурах In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2}/GaAs и Ge/Ge_{0.9}Si_{0.1} с квантовыми ямами

С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, Л.В. Гавриленко, А.В. Антонов, К.В. Маремьянин, А.Н. Яблонский, Д.И. Курицын, И.В. Ерофеева, С.М. Сергеев, В.В. Румянцев

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: more@ipm.sci-nnov.ru

Введение

Релаксация примесной фотопроводимости в гетероструктрах с мелкими примесями привлекательна не только с точки зрения исследования фундаментальных свойств, но и представляет значительный интерес в связи с возможностью создания инверсной населенности примесных и примесно-зонных оптических переходов в гетероструктурах, для чего необходимо знать как энергетические спектры, так и времена жизни вовлеченных в процесс возбужденных состояний примесей и состояний континуума. Например, это важно при конструировании лазеров на переходах зона – примесь и между различными состояниями примесей в условиях ударной ионизации последних [1].

В данной работе был проведен цикл исследований по изучению релаксации примесной фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) *n*-GaAs/In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2} с мелкими донорами (энергия ионизации < 6 мэВ) и *p*-Ge/Ge_{0.9}Si_{0.1} с остаточными акцепторами (энергия ионизации < 7 мэВ) в зависимости от постоянного электрического поля (как в до-, так и в постпробойных полях) и длины волны внутризонного фотовозбуждения.

Методика эксперимента

Для исследования времени жизни фотовозбужденных носителей использовался прямой метод измерения времени релаксации сигнала примесного фотоотклика при внутризонном фотовозбуждении короткими импульсами излучения терагерцового диапазона. Для возбуждения использовались как широкополосные терагерцовые импульсы (0.5-3 ТГц) пикосекундной длительности с частотой повторения 1 кГц, возникающие при оптическом выпрямления фемтосекундного импульса оптического излучения в нелинейном кристалле ZnTe, так и узкополосное (~ 0.4 см⁻¹) импульсное терагерцовое излучение наносекундной длительности, перестраиваемое в широких пределах (0.75-4.5 ТГц), возникающее вследствие генерации разностной частоты в нелинейном кристалле GaP при смешении двух близких частот излучения ближнего ИК-диапазона [4, 5]. Для генерации двух мощных (~ 10 мДж в импульсе) линий в области ~ 1064 нм, одна из которых имела возможность перестраиваться в широком интервале длин волн, использовался оптический параметрический генератор света с импульсным лазером накачки с длительностью импульса 5 нс и частотой повторения 10 Гц. Измерения времени релаксации примесной фотопроводимости в зависимости от приложенного постоянного напряжения U к образцам проводились при T = 4.2 К. Структуры размещались в световодном модуле, погружаемом в транспортный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40. Сигнал фотопроводимости, регистрируемый на цифровом осциллографе Le Croy с верхней граничной частотой 500 МГц, выводился с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50омными входным и выходным сопротивлением с полосой 350 МГц, которая определяла временное разрешение измерительной установки порядка 1 нс.

Результаты и обсуждение

Для двух образцов GaAs/In_{0.1}Ga_{0.9}As_{0.8}P_{0.2} с разной шириной КЯ (90 и 200 А) было обнаружено, что время релаксации падает с 5 до 3 нс при уменьшении ширины КЯ GaAs от 200 до 90 A, что связывается с увеличением матричного элемента взаимодействия электрона с акустическим фононом, испускание которого приводит к захвату свободного электрона в КЯ на примесь. Матричный элемент взаимодействия пропорционален волновому вектору, а значит и энергии испускаемого фонона, а энергия связи примесных состояний возрастает при уменьшении ширины КЯ. Подобный эффект был обнаружен и для двух образцов Ge/Ge_{0.9}Si_{0.1} с разной шириной КЯ (355 и 200 А), где наблюдалось уменьшение времени фотоотклика от 11.3 до 9.35 нс соответственно.

Обнаруженный рост времени релаксации примесного фотоотклика при увеличении электрического поля (впервые обнаруженный в работе [2] по объемному Si:B), наблюдаемый в наших экспериментах как для гетероструктур с КЯ p-Ge/GeSi с мелкими акцепторами (см., например, рис. 1), так и для гетероструктур n-GaAs/InGaAsP с мелкими донорами на участке электрического поля до примесного пробоя, согласуется с моделью каскадного захвата с испусканием акустических фононов, предложенной в работе [3], и обусловлен возрастанием времени жизни носителей в зоне относительно каскадного захвата на притягивающие кулоновские центры при увеличении средней энергии носителей в электрическом поле. Увеличение времени связано как с «разогревом» носителей в электрическом поле, так и с разрушением верхних возбужденных примесных состояний вследствие ассиметричного «наклона» примесного потенциала при приложении поля, что приводит к уменьшению скорости релаксации носителей на основ-

ное состояние примеси. В то же время при дальнейшем увеличении поля, начиная с электрических полей, соответствующих примесному пробою, было обнаружено уменьшение времени релаксации примесной фотопроводимости с ростом поля. Следующее после роста уменьшение времени релаксации фотопроводимости, всегда наблюдаемое в полях в окрестности электрического пробоя (см., например, рис. 1), мы связываем с началом ударной ионизации основного состояния примеси. В момент начала ударной ионизации носитель в зоне приобретает такую энергию, которой достаточно для возбуждения еще одного носителя с основного состояния примеси в континуум. С ростом поля вероятность ударной ионизации возрастает, и именно этот быстрый процесс (а не реальное время жизни носителей в зоне) определяет теперь наблюдаемое время релаксации примесной фотопроводимости.

С использованием импульсного узкополосного терагерцового излучения, перестраиваемого в диапазоне от 0.7 до 4.5 ТГц в гетероструктуре Ge/GeSi с большой дисперсией энергии связи примесей обнаружено падение времени релаксации примесной фотопроводимости в максимуме с ростом частоты излучения (рис. 1), что связывается с «выключением» механизма каскадного захвата при фотовозбуждении более глубоких акцепторов в момент начала ударной ионизации самых мелких примесей.



Рис. 1. Зависимость времени релаксации примесной фотопроводимости структуры № 306 ($d_{QW} = 200$ A) на импульс узкополосного терагерцового излучения для различных частот падающего излучения v_{ex} (см⁻¹): l (**•**) – 61; 2 (**•**) – 56; 3 (**▲**) – 42; 4 (**▼**) – 34; 5 (Λ) – 30; 6 (**◄**) – 25 в зависимости от приложенного постоянного смещения и ВАХ (кривая 7). На вставке приведена типичная осциллограмма сигнала фотоотклика.

Как видно из рис. 1, в допробойных электрических полях время релаксации фотопроводимости тем меньше, чем больше частота излучения, т.е. фотовозбуждению более глубокой примеси соответствует меньшее время релаксации, что, скорее всего, связано с меньшим влиянием электрического поля на «разрушение» возбужденных состояний для примесного центра с большей энергией связи. Таким образом, при приложении напряжения, соответствующего началу ударной ионизации самых мелких акцепторов, наблюдаемое время релаксации фотопроводимости τ_{eff} начинает определяться скоростью ударной ионизации, несмотря на то что более глубокая примесь в центре квантовой ямы еще «не пробита» и время жизни должно расти с полем в соответствии с механизмом каскадного захвата. С другой стороны, исследования, выполненные в гетероструктуре Ge/GeSi с малой дисперсией энергии связи примесей (с большей шириной квантовой ямы), продемонстрировали наличие биэкспоненциального характера релаксации фотопроводимости с двумя более чем на порядок отличающимися временами. На рис. 2 приведены зависимости «быстрого» и «медленного» времени релаксации примесной фотопроводимости от приложенного постоянного смещения для данной структуры при фиксированной частоте импульса узкополосного излучения ($v_{ex} =$ $= 60 \text{ см}^{-1}$), а в виде вставки приведена типичная осциллограмма сигнала фотоотклика, нисходящая ветвь которой аппроксимировалась суммой двух экспонент с двумя временами релаксации. Вероятной причиной отсутствия «биэкспонециальной» релаксации фотопроводимости в структуре с меньшей по ширине квантовой ямой (рис. 1) является уже упомянутая сильная дисперсия энергий связи мелких акцепторов, в результате чего процессы, связанные с релаксацией фотовозбуждения различных акцепторов, накладываются друг на друга, что затрудняет наблюдение долговременных процессов релаксации, имеющих, как видно из рис. 2, достаточно небольшой удельный вес.



Рис. 2. Зависимость «быстрого» (1) и «медленного» (2) времени релаксации примесной фотопроводимости в структуре №308 ($d_{QW} = 355$ A) от приложенного постоянного смещения при частоте узкополосного терагерцового излучения $v_{ex} = 60$ см⁻¹ и ВАХ (кривая 3). На вставке приведена типичная осциллограмма сигнала фотоот-клика с двумя характерными временами релаксации.

1. Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Дубинов А.А. // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Н. Новгород, 2006. С. 316–317.

2. Годик Э.Э., Курицын Ю.А., Синис В.П. // ФТП. Т. 12. С. 351 (1978).

3. Абакумов В.Н., Крещук П.М., Яссиевич И.Н. // ФТП. Т. 12. С. 264 (1978).

4. Tanabe T., Suto K., Nishizawa J., Kimura T., Saito K. // J. Appl. Phys., 93, 4610 (2003).

5. Алешкин В.Я., Антонов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. Т. 88(12). С. 905 (2008).

Кинетика терагерцовой фотопроводимости в *p*-Ge в условиях примесного пробоя

С.В. Морозов, В.И. Гавриленко, К.В. Маремьянин, И.В. Ерофеева, А.Н. Яблонский, А.В. Антонов, Л.В. Гавриленко, В.В. Румянцев

Институт физики микроструктур РАН, 603950, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: aritany@ipm.sci-nnov.ru

Задача исследования темпов примесно-зонных переходов в электрическом поле остается актуальной для создания инверсии населенностей с участием состояний мелких примесей. Исследования кинетики фотопроводимости дают информацию о характерных временах захвата свободных носителей потенциалом примеси. Кроме того, расчеты, проделанные в работе [1], показывают, что в случае низкой степени компенсации образца (для Ge:Ga $N_a/N_d \geq 10^2$) кинетика фотопроводимости дает информацию и о временах безызлучательных переходов между возбужденным (2S_{3/2}) и основным акцепторными состояниями.

Ранее время захвата свободных носителей заряда потенциалом примеси исследовалось в работах группы Годика (Si:B) [2] непрямым методом – по величине установившейся концентрации носителей при стационарной подсветке. Группа Аллана использовала метод насыщения магнитопоглощения при возбуждении мощным импульсным излучением газовых терагерцовых лазеров для исследования образцов *n*-GaAs [3]. В последнее время для исследования времени жизни примесных состояний в GaAs и низкоразмерных структурах применяется метод терагерцовой ритр-рговеспектроскопии с использованием лазера на свободных электронах [4].

В данной работе исследована кинетика релаксации фотопроводимости в образцах объемного Ge:Ga при различных напряжениях смещения на образце, включая область примесного пробоя.

Результаты эксперимента

Были измерены кинетики фотопроводимости образцов Ge:Ga при различных напряжениях смещения при температуре жидкого гелия. Примесная фотопроводимость возбуждалась с помощью узкополосного источника терагерцового излучения, принцип действия которого основан на генерации разностной частоты при смешении двух близких частот излучения ближнего ИК-диапазона на нелинейном кристалле GaP [5]. Такое узкополосное (0.4 см⁻¹) и перестраиваемое излучение позволяет изучать примесные переходы при селективном возбуждении в диапазоне 0.75–4.5 ТГц (3–18 мэВ).

Электрическая схема регистрации сигнала фотопроводимости на цифровом осциллографе «Le Сгоу» имела временное разрешение 1 нс. Оптический импульс во времени имел форму правильного гауссова пика полушириной 5 нс, что позволяло выделить его на фоне полезного сигнала. В результате временное разрешение соответствует ~3–5 нс. Образцы возбуждались излучением с энергией кванта от 12 до 17 мэВ, что соответствует полосе примесного поглощения Ge:Ga. Под действием такого излучения происходят переходы носителей заряда с основного акцепторного уровня с энергией связи 11.3 мэВ в непрерывный спектр. На рисунке 1 представлены осциллограммы сигнала фотопроводимости при различных напряжениях смещения на образце при возбуждении излучением с энергий кванта 12 мэВ.



Рис. 1. Осциллограммы сигнала фотопроводимости образца Ge:Ga

Из рис. 1 видно, что при увеличении напряженности электрического поля увеличивается длительность сигнала фотопроводимости. При напряженности электрического поля > 2.53 В/см в образце начинается низкотемпературный примесный пробой (см. рис. 2), начиная с этой точки амплитуда сигнала уменьшается.

В слабых электрических полях спад сигнала фотопроводимости хорошо описывается одной экспоненциальной функцией. При приближении к примесному пробою экспериментальные результаты неплохо описываются суммой уже двух экспоненциальных функций: появляются два характерных времени релаксации – "длинное" время (t1), которое резко возрастает при приближении к полю пробоя, и "короткое" время (t2), которое слабо меняется с электрическим полем (см. рис. 2).

На рис. 2 представлены характерные времена спада сигнала фотопроводимости в зависимости от электрического поля (левая ось) и вольтамперная характеристика образца (правая ось).



Рис. 2. Характерные времена спада сигнала фотопроводимости (левая ось) и ток через образец (правая ось) в зависимости от напряженности электрического поля.

Обсуждение результатов

В слабых полях процессом, определяющим время спада фотопроводимости, является каскадный захват свободных носителей потенциалом примеси с испусканием акустических фононов [6]. Модель каскадного захвата в р-Ge применима вплоть до полей примесного пробоя, т. к. в прикладываемых полях сгущающийся спектр возбужденных примесных состояний остается фактически неразрушенным. Такой механизм захвата может объяснить линейный рост времени релаксации с увеличением электрического поля, однако видно, что характер роста времени при приближении к примесному пробою даже быстрее, чем экспоненциальный. Такая ситуация смоделирована в работе [1]: вблизи пробоя время релаксации флуктуации числа свободных носителей резко возрастает. Каскадный захват уже не определяет время спада сигнала фотопроводимости, т. к. при приближению к полю пробоя ионизация даже малой части акцепторов терагерцовым импульсом может привести к тому, что темпы ударной ионизации и захвата станут сравнимы.

Для описания релаксации фотовозбужденных носителей по акцепторным состояниям Ge:Ga нами была рассмотрена трехуровневая модель. Обозначим p_0 населенность основного акцепторного состояния с энергией ионизации 11.3 мэВ (1S_{3/2}), p_1 – первого возбужденного состояния с энергией ионизации 3.3 мэВ (2S_{3/2}) и p_2 – концентрацию дырок в валентной зоне. Тогда уравнения баланса (после выключения подсветки) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dp_2}{dt} &= X_{12}p_1 - T_{21}p_2(N_D + p_2) + \beta_1 p_1 p_2 - p_2(1/\tau_1 + 1/\tau_0);\\ \frac{dp_1}{dt} &= X_{01}p_0 - T_{10}p_1 - X_{12}p_1 + T_{21}p_2(N_D + p_2) - \beta_1 p_1 p_2 + \\ &+ \beta_{01}p_0 p_2 + p_2/\tau_1 - p_1/\tau_{01}; \end{aligned}$$

$$N_a - N_d = p_0 + p_1 + p_2. (1)$$

Здесь X_{ij} и T_{ij} – темпы термической ионизации и обратные им темпы процессов захвата для переходов между уровнями *i* и *j*; β_1 – скорость ударной ионизации возбужденного состояния, β_{01} – скорость перехода носителей с основного акцепторного на возбужденное состояние за счет ударной ионизации; τ_0 – время захвата в основное состояние, τ_1 – в первое возбужденное состояние, τ_{01} – время перехода с возбужденного состояния на основное.

При малых темпах термической ионизации (низкая температура) численное решение этой системы с учетом сильной ударной ионизации уровня 1 и слабой ионизации уровня 0 показывает, что флуктуации числа носителей заряда, больше некоторой величины, приводят к переключению системы в проводящее состояние, что согласуется с результатами моделирования, полученными в работе [1]. В кинетике фотопроводимости в таком случае будет виден сначала быстрый спад, потом почти горизонтальный участок с ненулевой величиной сигнала. Продолжительность нахождения системы в "проводящем" состоянии ("длинное" время) очень резко возрастает при приближении к полю примесного пробоя. Дальнейшее увеличение электрического поля приводит к уменьшению времени релаксации флуктуации числа носителей, т. к. фазовый переход «непроводящее/проводящее состояние» пройден, и неустойчивости в системе не развиваются [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 08-02-01126).

1. Quade W., Hupper G., Sholl E., Kuhn T. // Phys. Rev. B, 49, 13408 (1994).

2. Годик Э.Э., Курицын Ю.А., Синис В.П. // ФТП, **12**, 351 (1978).

3. Allan G.R., Black A., Pidgeon C.R. et al. // Phys. Rev. B, **31**, 3560 (1985).

4. *Planken P.C.M., van Son P.C., Hovenier J.N. et al.* // Phys. Rev. B, **51**, p. 9643 (1995); M.P. Halsall, P. Harrison, J.-P.R. Wells et al. // Phys. Rev. B, **63**, 155314 (2001).

5. Алешкин В.Я., Антонов А.В.,. Гапонов С.В и др. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 88. С. 905.

6. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 1997. 375 с.
Температурная зависимость инверсной заселенности на внутрицентровых переходах мелких примесей в полупроводниках

Е.Е. Орлова

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. e-mail: orlova@ipm.sci-nnov.ru

Относительно долгие времена жизни, большие сечения оптических переходов и каскадный характер процессов релаксации по состояниям мелких примесных центров в полупроводниках делают их привлекательными в качестве активной среды терагерцового диапазона. Стимулированное излучение на внутрицентровых переходах получено в n-Si при оптической накачке [1] и в деформированном *p*-Ge при разогреве сильным электрическим полем [2]. Существенным препятствием, ограничивающим потенциальную область применения лазеров на примесных переходах, является низкая рабочая температура. Температуры, при которых наблюдается стимулированное излучение на переходах мелких донорных центров в кремнии (менее 35 К), существенно ниже, чем энергия кванта излучения [3].

Основные факторы температурной зависимости стимулированного излучения на примесных переходах при оптической накачке – это уширение линий примесных переходов из-за взаимодействия с фононами, сглаживание инверсной заселенности из-за заполнения нижнего состояния лазерного перехода при разогреве, уменьшение населенности возбужденных примесных состояний из-за увеличения скорости прямой рекомбинации и термической ионизации. Показано, что термическая ионизация при взаимодействии с фононами является основным фактором температурного гашения стимулированного излучения на примесных переходах при оптической накачке.

Действительно, теоретические и экспериментальные исследования примесного поглощения в кремнии показали [4, 5], что температурная зависимость ширин линий определяется уменьшением времени жизни при взаимодействии с фононами. Тепловое уменьшение времен жизни состояний лазерного перехода в донорах кремния становится существенным при температуре порядка энергий релаксационных переходов с этих состояний (около 160 и 240 К). Следует отметить, что ширина линии, связанная с временем жизни при спонтанном излучении акустических фононов составляет всего 0.02÷0.03 мэВ, что существенно меньше уширения, связанного с перекрытием орбит соседних центров [6] при концентрации легирования, используемой в кремниевых лазерах.

Заполнение нижнего состояния лазерного перехода за счет возбуждения с основного состояния при взаимодействии с фононами становится существенным при температуре порядка энергии перехода между этими состояниями. Для доноров кремния эта температура составляет около 160 К. Таким образом, этот механизм также не может объяснить температуру гашения стимулированного излучения в кремниевых лазерах.

Прямая рекомбинация с излучением оптических и междолинных акустических фононов может приводить к тому, что часть ионизованных носителей релаксирует в основное состояние, минуя верхнее состояние лазерного перехода, и не дает вклад в усиление. Однако из сравнения сечения прямой рекомбинации [7] с сечением каскадного захвата [8] следует, что этот канал рекомбинации становится основным при эффективной температуре распределения свободных носителей заряда $kT \approx \hbar\omega_p - E_i$, где ω_p – частота фонона, E_i – энергия ионизации основного состояния, или возбужденных состояний ниже верхнего состояния лазерного перехода. Для доноров кремния это температура порядка 300 К.

Для анализа термической ионизации с долгоживущих состояний и распределения по связанным состояниям и в непрерывном спектре при фотовозбуждении в настоящей работе вероятностный подход [9] для описания распределения по нижним примесным состояниям используется совместно с квазиклассическим описанием [7] для населенностей верхних возбужденных примесных состояний. При этом функция распределения по верхним возбужденным состояниям и состояниям континуума является решением уравнения Фоккера – Планка, а вероятностное описание позволяет получить граничное условие для функции распределения при энергии, соответствующей энергии связи долгоживущего состояния. Этот метод позволяет согласованно описать населенность связанных и свободных состояний, учесть влияние перекрытия орбит, существенных для захвата и особенностей дискретного спектра примесных состояний на распределение носителей заряда.

Существенное уменьшение населенности долгоживущего состояния при разогреве сопровождается увеличением доли свободных носителей и происходит при температуре существенно ниже, чем энергия связи долгоживущего состояния. Рост доли свободных носителей связан с резким увеличением отношения скорости тепловой ионизации долгоживущего состояния к скорости каскадного захвата при температуре в несколько раз ниже энергии связи состояния. Можно показать, что отличие температуры, при которой становится существенной тепловая ионизация, от энергии связи состояния объясняется тем, что эффективное число свободных состояний в единице объема на несколько порядков превышает число связанных состояний. Действительно, с помощью принципа детального баланса можно показать, что в условиях каскадного захвата, когда распределение свободных носителей близко к равновесному, отношение скорости тепловой ионизации при взаимодействии с длинноволновыми акустическими фононами $W_{1\uparrow}$ к скорости каскадного захвата $W_{1\downarrow}$ удовлетворяет неравенству:

$$W_{1\uparrow}/W_{1\downarrow} \ge \exp(-E_1/kT)N(kT)/N_i, \qquad (1)$$

где E_1 — энергия долгоживущего состояния, N(kT) — эффективное число свободных состояний в единице объема с энергией, меньше kT, N_i — концентрация легирующей примеси. Соответственно температура, при которой термическая ионизация долгоживущего состояния становится существенной,

$$kT \le E_1 / \ln(N(kT)/N_i). \tag{2}$$

Поскольку число состояний зоны проводимости кремния с температурой, равной энергии ионизации долгоживущего состояния $N(E_1) \approx 8 \times 10^{18}$ см⁻³ (с учетом многодолинного вырождения и вырождения по спину), более чем на три порядка превышает концентрацию легирования, при которой не происходит перекрытия орбит $N_i = 3 \times 10^{15}$ см⁻³, эта температура существенно меньше энергии ионизации долгоживущего состояния: $kT \le E_1/5 \approx 27$ К.

Полученные теоретические результаты хорошо согласуются с наблюдаемой температурной зависимостью стимулированного излучения на переходах по состояниям доноров в кремнии [3], а также с данными измерений температурной зависимости примесной электролюминесценции и примесного поглощения в кремнии [10]. Действительно, люминесценция на переходах по донорным состояниям в кремнии, легированном фосфором, наблюдалась до температур порядка 40 К. Температура, при которой наблюдалось существенное уменьшение примесного поглощения, значительно выше (90 К). Различие объясняется тем, что температура, при которой уменьшается поглощение, определяется термической ионизацией основного состояния примеси, а температура гашения люминесценции связана с ионизацией более мелких долгоживущих состояний.

Таким образом, в настоящей работе показано, что основным механизмом гашения стимулированного излучения на примесных переходах в полупроводниках является термическая ионизация долгоживущего состояния, и выделены основные факторы, определяющие соотношение населенности этого состояния и концентрации свободных носителей. Уменьшение скорости тепловой ионизации может быть достигнуто при уменьшении эффективной плотности состояний континуума и при увеличении энергии связи долгоживущего состояния. Практически уменьшение плотности состояний континуума может быть реализовано, например, с помощью одноосной деформации. Сдвиг долин зоны проводимости кремния на величину больше температуры приводит к уменьшению эффективного числа состояний континуума и увеличению населенности долгоживущего состояния в три раза. Температура гашения стимулированного излучения при этом возрастает значительно меньше в соответствии с логарифмической зависимостью (2): менее, чем на двадцать процентов. Существенное увеличение энергии ионизации как основного, так и возбужденных состояний может быть достигнуто в дельталегированных структурах с узкими квантовыми ямами, влияние которых можно направлять на различные возбужденные состояния, располагая их на расстоянии от легирующего слоя. соответствующем максимуму плотности вероятности состояний [11]. Энергия связи и температура ионизации долгоживущего состояния в таких структурах могут быть увеличены в четыре раза. При этой температуре станет заметным и влияние таких факторов температурной зависимости стимулированного излучения, как уширение линий и тепловое возбуждение в нижнее состояние лазерного перехода.

1. Pavlov S.G., Zhukavin R.Kh., Orlova E.E., Shastin V.N., Kirsanov A.V., Hubers H.-W., Auen K., Riemann H. // Phys. Rev. Lett., **84**, 5220 (2000).

2. Odnoblyudov M.A., Yassievich I.N., Kagan M.S., Galperin Yu. M. and Chao K.A. // Phys. Rev. Lett., **83**, 644 (1999).

3. H⁻ubers H.-W., Pavlov S.G. and Shastin V.N. // Semicond. Sci. Technol., **20**, S211 (2005).

4. Ramdas A.K., Rodrigue S. // Rep. Prog. Phys., 44, 1297 (1981).

5. Barrie R., Nishikawa K. // Can. J. Phys., **41**, 1135 (1963).

6. Colbow K. // Can J. Phys., 41, 1801 (1963).

7. Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. // ФПП, **12**, 3 (1978).

8. Муравьев А.В., Павлов С.Г., Орлова Е.Е., Шастин В.Н. // Письма в ЖЭТФ, **59(2)**, 86–91 (1994).

9. Orlova E.E., Zhukavin R.Kh., Pavlov S.G., Shastin V.N. // Physica Status Solidi (b), **210**, 859 (1998).

10. Lynch S.A., Townsend P., Matmon G., Paul D.J., Bain M., Gamble H.S., Zhan J., Ikonic Z., Kelsall R.W., Harrison P. // Appl. Phys. Lett., **87**, 101114 (2005).

11. Орлова Е.Е., Степанова А.П. // Материалы всероссийского семинара «Нанофизика и наноэлектроника». Н. Новгород, 2009. **2**, 436.

Неупругая туннельная спектроскопия и манипуляция единичными молекулами при помощи СТМ

С.Г. Тиходеев¹, Hiromu Ueba²

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 38, ул. Вавилова, Москва.

² Division of Nanotechnology and New Functional Material Science, Graduate School of Science and Engineering,

University of Toyama, Japan.

e-mail: tikh@gpi.ru

В докладе дается обзор исследований в области неупругой туннельной спектроскопии единичных адсорбированных на поверхности металла молекул при помощи сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Кроме того, обсуждаются физические принципы манипулирования единичными адсорбированными атомами и/или молекулами (десорбции, перемещений по поверхности, химических превращений) при помощи СТМ.

Принцип работы неупругой электронной туннельной спектроскопии единичной адсорбированной на поверхности металла молекулы при помощи СТМ объясняется схематически на рис. 1.



Рис. 1. Упрощенная схема неупругой электронной туннельной спектроскопии

Игла СТМ останавливается над адсорбированной молекулой, так что туннелирование электронов идет через адсорбат, и измеряется вторая производная полного туннельного тока $d^2 I/dV^2$ как функция приложенного напряжения. Если приложенная между металлической иглой и металлической подложкой разность потенциалов превосходит энергию какого-нибудь колебательного кванта адсорбата, $eV > \hbar \Omega$, наряду с упругим туннелированием (при котором энергия туннелирующего электрона не изменяется) становится возможным неупругое туннелирование, сопровождаемое возбуждением данной колебательной моды единичной молекулы адсорбата. В результате при низкой температуре полное туннельное сопротивление меняется скачком после прохождения порога открытия неупругого канала, а на зависимости $d^{2}I/dV^{2}$ возникает пик (или провал, если проводимость уменьшилась) при $eV = \hbar \Omega$. Поскольку частоты колебательных квантов являются своего рода

«отпечатками пальцев» молекул (а частоты внутренних молекулярных мод относительно слабо меняются при адсорбции), становится возможной идентификация единичных адсорбированных молекул. Этот метод спектроскопии с предельной атомарной чувствительностью развился в последнее десятилетие (первые воспроизводимые эксперименты были опубликованы в 1998 г.), подробный обзор можно найти, например, в [1, 2].

При помощи иглы сканирующего туннельного микроскопа можно перемещать по поверхности адсорбированный на ней одиночный атом или молекулу. Такая возможность, обнаруженная в начале 1990-х гг., привела к созданию методов манипулирования единичными атомами или молекулами, одномолекулярной химии и молекулярных моторов. Оказалось, что основные механизмы, стоящие за возможностью такого манипулирования единичными атомами и молекулами, также связаны с неупругим туннелированием электронов (см. подробнее в [1, 2]). Дело в излучаемых при этом колебательных квантах адсорбата, которые означают перегрев либо непосредственно той колебательной моды адсорбата, которая ответственна за его перемещение, десорбцию или химическую реакцию, либо какой-то другой колебательной моды, связанной с модой реакции благодаря, например, колебательному ангармонизму. Схематически возможные каналы реакции показаны толстыми стрелками на рис. 2.



Рис. 2. Схема различных каналов возбуждения неупругим током перемещения адсорбата по поверхности металла. Показаны зависимости энергии адсорбата от его положения на поверхности (координаты реакции q) и от другой внутренней степени свободы адсорбата Q, например валентного колебания молекулы. Горизонтальные линии показывают соответствующие колебательные уровни. Толстые стрелки показывают различные каналы (прямые и непрямые) возбуждения колебательных мод, приводящие в конце концов к перемещению адсорбата.



Рис. 3. Упрощенная схема колебательно-ускоренного туннелирования.

В докладе будет также рассмотрен недавно обнаруженный нами [3] новый механизм манипулирования единичными атомами и молекулами при помощи СТМ, колебательно-ускоренное туннелирование (vibrationally-assisted tunneling).

Одним из основных механизмов, ответственных за одноатомные перемещения при помощи СТМ, считается возбуждение колебательных уровней адсорбата неупругим электронным током и возникающий вследствие этого «перегрев» адсорбата. Адсорбат как бы «карабкается» вверх по лестнице колебательных состояний (см. на рис. 3), и в результате увеличивается скорость его перехода через энергетический барьер, отделяющий одно локализованное состояние от другого или от свободного движения.

Анализ результатов двух недавних экспериментов (по перемещению с помощью СТМ по поверхности меди одиночных атомов кобальта и по переключению водородной связи в адсорбированном димере воды) показал, что для количественного описания перемещений единичного адсорбата необходимо учитывать и квантовое атомное туннелирование сквозь барьер (см. на рис. 3), которое убыстряется с верхних возбужденных уровней благодаря уменьшившимся высоте и ширине барьера. Возникающий в результате механизм колебательно-ускоренного туннелирования может оказаться весьма важным для манипуляции и химии единичных атомов и молекул, дать много ценной информации об атомно-молекулярных туннельных процессах и привести к созланию новых способов манипулирования единичными атомами и молекулами, то есть нанотехнологий с предельной атомарной точностью.

Авторы благодарны РФФИ и Программе Президиума РАН № 27 за поддержку.

1. Ho W. // J. Chem. Phys. 117, 11033 (2002).

2. Ueba H., Tikhodeev S.G., and Persson B.N.J. Chapter 3 // Current-Driven Phenomena in Nanoelectronics / ed. T. Seideman. World Scientific, Singapore, 2010.

3. *Tikhodeev S.G. and Ueba H. //* Phys. Res. Lett. **102**, 246101 (2009).

Вибрационные свойства адсорбционных структур и кластеров на поверхности Cu(111)

Г.Г. Русина¹, С.Д. Борисова¹, Е.В. Чулков²

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Академический 2/1, Томск, 634021.

² Donostia International Physics Center, Paseo de Manuel Lardizabal 4, 20018 San Sebastian/Donostia,

Bascque Country, Spain.

e-mail: rusina@ispms.tsc.ru

Известно, что при субмонослойных степенях адсорбции металла на металлическую подложку, на её поверхности возможно формирование поверхностных упорядоченных структур и кластеров из адатомов [1, 2]. В обоих случаях адсорбция вызывает не только структурные изменения поверхности подложки, но и влияет на электронную и фононную подсистемы, что приводит к появлению новых физико-химических свойств системы. К настоящему моменту имеется достаточно работ (экспериментальных и теоретических) по исследованию структурных и электронных свойств адсорбционных структур и кластеров [3]. Однако с точки зрения динамических свойств эти системы исследованы не достаточно подробно, особенно это касается кластеров [4]. В настоящей работе теоретически исследованы вибрационные свойства адсорбционных систем в зависимости от степени адсорбции и размера кластера, а также их влияние на фононную подсистему подложки. На примере системы Na/Cu(111) было рассмотрено влияние степени покрытия Θ , которое варьировалось от 0.11 до 0.44 ML (монослоя), при котором формируется насыщенный монослой адсорбата. Формирующиеся адсорбционные структуры имеют периодичность $p(3\times3)$, $p(2\times2)$, $(\sqrt{3}\times\sqrt{3})30^{\circ}$ и (3/2×3/2). Влияние размеров кластера исследовалось на примере 3- и 7-атомных плоских, а также 4-атомного объёмного кластера Си на поверхности Cu(111). Для проведения исследований атомной и фононной структуры поверхности с адсорбатами используется метод погруженного атома (МПА), в котором есть вклад, зависящий от электронной плотности и описывающий многочастичные взаимодействия [5]. Расчет фононных спектров и распределения плотности вибрационных состояний проводился в модели тонкой пленки с использованием двухмерной периодической решетки. Толщина пленки составляла 31 атомный слой меди, адатомы располагались в «ГЦК-hollow» положениях адсорбции. Геометрические модели идеальных атомных конфигураций и их элементарные ячейки показаны на рис. 1. Равновесные атомные конфигурации адатомов на поверхности Cu(111) определялись методом молекулярной динамики. Присутствие адатомов приводит к сокращению d_{12} и d_{23} межслоевых расстояний подложки.

Кроме того, в случае упорядоченных адсорбционных структур появляется «коробление» атомной структуры подложки в подповерхностном слое.



Рис. 1. Геометрические модели адсорбционных структур на поверхности Cu(111). Левая панель – упорядоченные структуры: $a - p(2 \times 2)$, $\delta - (\sqrt{3} \times \sqrt{3})30^\circ$, $\varepsilon - (3/2 \times 3/2)$. Правая панель – адкластеры: a - 3-атомный, $\delta - 7$ -атомный, $\varepsilon - 4$ -атомный. Медные атомы показаны серым цветом, адатомы – белым. Элементарная ячейка отмечена ромбом, $x = [1\overline{10}]$ и $y = [11\overline{2}]$.

Этот эффект обусловлен различной величиной Z-смещений ближайших атомов подложки. Отличительной особенностью релаксации кластеров является наличие латеральных смещений адатомов, а также её зависимость от размера: с ростом числа атомов в кластере наибольшие смещения испытывают краевые атомы. Полученные в работе значения релаксации находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными и расчетами из первых принципов [6].

Влияние адатомов натрия на изменение колебательных свойств поверхности Cu(111) определялось в расчетах локальных плотностей колебательных состояний. На рис. 2 представлена локальная плотность состояний адсорбционных структур. Высокочастотная дипольно-активная мода, связанная с колебаниями атомов Na перпендикулярно поверхности и определяемая взаимодействием «адатом – подложка», для всех рассмотренных структур обнаруживается при энергии ~22 МэВ. Это значение хорошо согласуется с экспериментальным значением 21 МэВ [7]. Низкочастотная трансляционная мода (Т-мода), определяемая взаимодействием «адатом – адатом» и описывающая продольные колебания атомов Na вдоль поверхности подложки, также проявляется во всех рассмотренных структурах. Необходимо отметить, что Т-мода достаточно глубоко распространяется в подложку, возбуждая в ней (не свойственные для чистой поверхности) низкочастотные вертикальные колебания. Из-за сильной гибридизации с *Z*колебаниями подложки Т-мода всегда имеет возвратный характер. Анализ поведения Т-моды показал, что с увеличением степени покрытия натрия энергия моды возрастает, а локализация уменьшается в два раза при достижении монослойного покрытия. Это свидетельствует о динамической стабилизации адсорбционной структуры с повышением её плотности.



Рис. 2. Локальные плотности состояний для Na(3×3)/Cu(111) (*a*); Na(√3×√3)30°/Cu(111) (б); Na(3/2×3/2)/Cu(111) (*в*). S, S-1 – поверхностный и подповерхностный слой.

При адсорбции кластеров Си на поверхность Cu(111) в колебательном спектре, как и в случае упорядоченных структур, имеются дипольноактивная и трансляционная моды колебаний, которые обусловлены взаимодействием с подложкой и максимально локализованы на адатомах кластера. Однако, помимо этих характерных мод адатомов, имеются моды, присущие свободному кластеру: низкочастотная поворотная (R-мода) и деформационная мода. Т- и R-моды характеризуют миграционную устойчивость кластера и имеют возвратный характер из-за гибридизации с вертикальными колебаниями атомов поверхностного слоя подложки. Анализ распределения плотности колебательных состояний всех рассмотренных типов кластеров (рис. 3) показал, что наименьшую миграционную устойчивость демонстрирует объёмный кластер меди Си₄. Такое поведение кластера Си₄ обусловлено не только наиболее низкой энергией возбуждения Т- и R-мод, но также и отсутствием высокочастотных поворотных R-мод, поляризованных перпендикулярно плоскости поверхности и распространяющихся в сагиттальной плоскости. Их наличие в фононном спектре адсорбционной системы обусловлено взаимодействием с вертикальными колебаниями подложки, и они не свойственны свободным кластерам. Увеличение размеров кластера до 7 атомов приводит к усилению взаимодействия с подложкой, что отражается в повышении энергии возбуждения T- и Rмод и снижении их локализация на адатомах. Влияние кластеров на фононный спектр подложки проявляется в повышении энергии рэлеевской моды подложки ($\Delta E = 0.5$ МэВ) при переходе от Cu₄ к Cu₇.



Рис. 3. Локальные плотности состояний для кластеров Си на поверхности Cu(111).

1. *Diehl R.D. and Grath R.Mc.* Structural studies of alkali metal adsorption and coadsorption on metal surfaces // Surf. Sci. Repot. 1996. V. 23. P. 47–171.

2. *Hakkinen H., Moseler M., Landman U.*. Bonding in Cu, Ag, and Au Clusters: Relativistic Effects, Trends, and Surprises // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89, № 3. P. 033401–033405.

3. Borisova S.D., Rusina G.G., Eremeev S.V., Stepanyuk V.S., Hergert W. and Chulkov E.V. Vibrational small Co clusters on (111) Cu // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. P. 7983–7991.

4. Foiles M., Baskes M.I. and Daw M.S. Embeddedatom-method functions for the fcc metals Cu, Ag, Au, Ni, Pd, Pt, and their alloys // Phys. Rev. B. 33. 1986. P. 7983– 7990.

5. *Carlsson J.M. and Hellsing B.* First-principles investigation of the quantum-well system Na on Cu(111) // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. 13973–13981.

6. Ливанов Н.А., Степанюк В.С., Хергерт В., Канцельсон А.А., Мороз А.Э., Коко К. Структура и стабильность кластеров на поверхностях металлов // ФТТ. 1999. Т. 4, вып. 7. С. 1329–1334.

7. *Hellsing B., Carlsson J., Wallde'n L., and Lindgren S.-Å.* Phonon-induced decay of a quantum-well hole: One monolayer Na on Cu(111) // Phys. Rev. B. 2000. V. 61, № 3. P. 2343–2349.

Характеризация атомной и электронной структуры наносистем и материалов методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии

А.С. Виноградов¹, М.М. Бржезинская^{1,2}, А.Б. Преображенский^{1,3}, Н.А. Виноградов^{1,3}, А.В. Генералов¹, А.Ю. Клюшин¹

¹ Физический факультет СПбГУ, ул. Ульяновская, 1, 198504 Санкт-Петербург. ² ALBA Synchrotron Light Source, 08290 Barcelona, Spain. ³ MAX-lab, Lund University, S-22100 Lund, Sweden.

e-mail: Alexander.Vinogradov@pobox.spbu.ru

Методы ультрамягкой рентгеновской (абсорбционной, флуоресцентной и фотоэлектронной) спектроскопии с использованием синхротронного излучения (СИ) с энергиями квантов 25–1000 эВ являются популярными экспериментальными методами получения информации об атомном и электронном строении наносистем атомов II–IV периодов.

В докладе анализируются экспериментальные условия проведения подобных исследований для наносистем и материалов на основе легких атомов (B, C, N, O, F) и атомов первого переходного периода, рассматриваются модели интерпретации получаемых спектров. Возможности и перспективы рентгеновской абсорбционной спектроскопии, в т.ч. в комбинации с обычными и резонансными методами рентгеновской флуоресценции, Оже- и фотоэмиссии, обсуждаются на примере результатов оригинальных исследований, выполненных в течение нескольких последних лет с использованием СИ специализированных электронных накопителей BESSYII (г. Берлин) и MAX-II (MAX-lab, г. Лунд) и ориентированных на изучение: а) особенностей атомного и электронного строения фторированных одно- и многостенных углеродных нанотрубок (F-SWCNT, F-MWCNT); б) химического взаимодействия между наполнителем и трубками в нанокомпозитах Си-Hal@SWCNT, Hal=Cl, Br, I; в) эволюции состава и свойств нанокомпозитов CuHal@SWCNT в процессе вакуумного отжига; г) взаимодействия графена и монослоя h-BN с поверхностью монокристаллов переходных металлов и процесса формирования *h*-BN-наносетки (сверхструктуры) на поверхности монокристаллов; д) возможности использования *h*-BN-наносетки для формирования ансамбля кластеров металла (золота, кобальта); е) электронного строение порфиринов и фталоцианинов 3*d*-атомов и спин-поляризованных возбужденных состояний в комплексах и др.

Анализ C1s- и F1s-спектров поглощения (рис. 1) и остовной фотоэмисии показывает, что фтори-рование SWCNTs и MWCNTs происходит подобным образом и характеризуется формированием на боковой поверхности трубок двух фторуглеродных фаз в результате ковалентного присоединения атомов фтора к атомам углерода за счет σ (C-F)-связей, образующихся при смешивании валентных F2p- и C2p₂ π -электронных состояний [1, 2]. Присоединение атомов фтора перпендикулярно к графеновым слоям углеродного каркаса происходит без его разрушения и сопровождается гофрированием последних в результате изменения гибридизации валентных 2s- и 2p-состояний атомов углерода, взаимодействующих с атомами фтора, от треугольной (sp^2) к тетраэдрической (sp^3) . Высокоэнергетический сдвиг резонансного FKVVоже-спектра F-MWCNTs, возбуждаемого квантами с энергией в области F1s-края, подтверждает гибридизированный C2p-F2p-характер низших свободных электронных состояний для фторированных нанотрубок [3]. Процесс дефторирования F-MWCNTs посредством термического отжига, охарактеризованный на разных этапах отжига структурой спектров поглощения, может происходить без разрушения тубулярного строения нанотрубок [1].



Рис. 1. С1*s*-спектры поглощения высокоупорядоченного графита HOPG (1), исходных и фторированных MWCNTs (2 и 3), белого фторида графита WGF (4) [1].

Формирование нанокомпозита CuI@SWCNT с 1D-нанокристаллами иодида меди CuI внутри одностенных углеродных нанотрубок SWCNT сопровождается ковалентным химическим связыванием между наполнителем и трубкой, которое приводит к изменению электронной плотности на атомах меди и углерода и обуславливает гибридизированный Cu3d-C2 p_z -характер новых электронных состояний [4].



Рис. 2. Си2*p*-спектры поглощения нанокомпозита CuI@SWCNT на разных стадиях его прогрева [5].

Пошаговый прогрев CuI@SWCNT в диапазоне температур 250–560 °C приводит сначала к ослаблению химического Cu3*d*-C2 p_z -связывания между атомами наполнителя и нанотрубки с разделением исходного нанокомпозита на отдельные фазы CuI и SWCNTs, а затем к разложению CuI с образованием металлической меди (рис. 2) [5].

Химическое взаимодействие между монослоем h-BN и монокристаллическими подложками из переходных металлов приводит к образованию занятых и свободных электронных состояний в запрещенной зоне h-BN. Сила взаимодействия возрастает в ряду Cu(111) – Pt(111) – Ir(111) – Rh(111) – Ru(0001) – Ni(111) (рис. 3). Это взаимодействие наряду со структурной несоразмерностью монослоя и подложки в случае Pt, Ir, Rh и Ru обуславливают гофрирование монослоя h-BN и формирование наноразмерной сверхструктуры (наносетки). Степень гофрирования и размер пор h-BN-наносетки возрастают с увеличением силы химического связывания между монослоем и подложкой [6].

Степень гофрирования графеновой наносетки на структурно несоразмерных подложках монокристаллов переходных металлов также критически зависит от силы химического связывания на межфазовой границе. Возрастание силы связи в ряду Pt(111) – Ir(111) – Rh(111) – Ru(0001) сопровождается постепенным изменением морфологии графенового монослоя от почти плоского до сильно гофрированного [7].



Рис. 3. Сравнение B1*s*- и N1*s*-спектров поглощения монослоя *h*-BN, выращенного на поверхности металлов Pt, Ir, Rh, Ru, Ni, и объемного *h*-BN [6].

Работа поддержана двухсторонней программой "Российско-германская лаборатория БЭССИ", РФФИ (гранты № 06-02-16998 и № 09-02-01278) и the Swedish Foundation for Strategic Research.

1. *Brzhezinskaya M.M.* Electronic structure of fluorinated multiwalled carbon nanotubes studied using x-ray absorption and photoelectron spectroscopy / M.M. Brzhezinskaya, V.E. Muradyan, N.A. Vinogradov, A.B. Preobrajenski, W. Gudat, and A.S. Vinogradov // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 155439_1–12.

2. Бржезинская М.М. Сравнительное рентгеноабсорбционное исследование фторированных одностенных углеродных нанотрубок / М.М. Бржезинская, А.С. Виноградов, А.В. Крестинин, Г.И. Зверева, А.П. Харитонов, И.И. Кулакова // ФТТ. 2010. Т. 52, № 4. С. 819–825.

3. *Klyushin A.Yu.* Features of resonant F *KLL* Auger spectra from fluorina-ted multi-walled carbon nanotubes F-MWCNTs / A.Yu. Klyushin, M.M. Brzhezinskaya, A.V. Generalov, R. Püttner and A.S. Vinogradov // Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures. 2010. V. 18 [in print].

4. *Generalov A.V.* Electronic structure of CuI@SWCNT nanocomposite studied by x-ray absorption spectroscopy / A.V. Generalov, M.M. Brzhezinskaya, R. Püttner, A.S. Vinogradov, M.V. Chernysheva, A.A. Eliseev, N.A. Kiselev, A.V. Lukashin, and Yu.D. Tretyakov // Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures. 2010. V. 18 [in print].

5. Генералов А.В. Эволюция структуры нанокомпозита CuI@SWCNT в ходе термического прогрева в вакууме по данным рентгеновской спектроскопии / А.В. Генералов, М.М. Бржезинская, Н.А. Виноградов, А.С. Виноградов, А.Ю. Клюшин, А.А. Елисеев, Н.А. Киселев, А.В. Лукашин, Ю.Д. Третьяков // Тезисы докладов VII Национ. конфер. Рентгеновское, синхротронное излучения, нейтроны и электроны для исследования наносистем и материалов, 16–21.11.2009 / ИК РАН. М., 2009. С. 171.

6. *Preobrajenski A.B.* Monolayer h-BN on latticemismatched metal surfaces: on the formation of the nanomesh / A.B. Preobrajenski, M.A. Nesterov, May Ling Ng, A.S. Vinogradov, N. Mårtensson // Chem. Phys. Lett. 2007. V. 446. P. 119–123.

7. *Preobrajenski A.B.* Controlling Graphene Corrugation on Lattice-Mismatched Substrates / A.B. Preobrajenski, May Ling Ng, A.S. Vinogradov, N. Mårtensson // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 073401 1–4.

Модификация свойств поверхности GaAs малыми токами таунсендовского разряда

Ю.А. Астров¹, Л.М. Порцель¹, А.Н. Лодыгин¹, В.А. Толмачев¹, А.В. Анкудинов¹, E.L. Gurevich², S. Kittel², R. Hergenröder²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, 194021, С.-Петербург. ² Institute for Analytical Sciences, Bunsen-Kirchhoff-Strasse 11, 44139 Dortmund, Germany. e-mail: yuri.astrov@mail.ioffe.ru

Плазма газовых разрядов широко применяется в технологии, в том числе в производстве полупроводниковых приборов. Обычно используемые технологии базируются на применении высокочастотных разрядов высокой мощности. В представляемой работе изучается возможность применения стационарного слаботочного таунсендовского разряда для обработки поверхности полупроводников. Такая технология характеризуется низкими значениями потоков заряженных частиц и их малой энергией. На примере GaAs показано, что таким методом на поверхности полупроводника можно создавать ультратонкие слои модифицированного материала.

Эксперименты выполнялись с использованием планарной газоразрядной системы, которая является основной частью преобразователей оптических изображений "полупроводник – газоразрядная плазма" – см., напр., [1]. Конструкция экспериментальной установки позволяет контролировать плотность тока разряда и его пространственную однородность. В качестве одного из электродов использовались пластины полуизолирующего GaAs ориентации (001), которые применяются в качестве подложек при эпитаксиальном выращивании структур.

Горение разряда происходило в межэлектродном зазоре толщиной 90 мкм (такие состояния относят к микроразрядам). Обрабатываемая разрядом площадь образца составляла 0.5 см². Опыты проводились при комнатной температуре в двух полярностях приложенного напряжения, что позволяло исследовать эффект облучения полупроводника как электронами, так и ионами. Использовалась таунсендовская форма разряда в азоте при плотности тока до 60 мкА/см² и дозе воздействия на мишень в интервале q = 0.05-0.50 Кл/см². Условия горения разряда были таковы, что кинетическая энергия ионов, бомбардирующих образец, была существенно ниже 1 эВ; средняя энергия электронов составляла ~ 10 эВ. Результат экспонирования образцов разрядом исследовался с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (метод XPS), спектрально-разрешенной эллипсометрии (SE) поверхности, а также атомного силового микроскопа (AFM).

Для определения химического состава приповерхностной области образцов GaAs применялось послойное стравливание поверхности образцов пучком высокоэнергетичных ионов (Ar⁺). Последовательно снимая при этом XPS-спектры, можно было с высоким пространственным разрешением по глубине получать данные относительно химического состава приповерхностной области. На рис. 1 показаны примеры таких распределений для необработанного образца (рис. 1, a), а также образцов, подвергшихся воздействию электронов и ионов (рис. 1, б и в соответственно). Видно, что в начальном состоянии (до обработки разрядом) приповерхностная область образцов содержит окислы элементов. При бомбардировке поверхности электронами толщина окисла dox увеличивается. Данные рис. 1, в показывают, что при облучении образца потоком ионов изменение химического состава приповерхностной области не происходит.

SE-спектры снимались для угла падения зондирующего луча света 70° относительно нормали. Для образцов, экспонированных как электронами, так и ионами, наблюдается существенное влияние обработки в разряде на спектры SE. На рис. 2, а показаны спектральные зависимости мнимой части псевдодиэлектрической функции, полученные из данных SE при последовательном увеличении дозы облучения образцов электронами. Экспериментальные спектры сравнивались с теоретическими, которые рассчитывались в приближении модели эффективной среды (ЕМА) [2]. Обработка данных SE совместно с результатами XPS дала возможность уточнить параметры модели. Это позволило, в частности, определять значение d_{ox} , используя лишь данные SE-измерений, и измерять



Рис. 1. Распределения элементов и соединений в приповерхностной области образцов: a - в отсутствие обработки разрядом; δ – после облучения электронами дозой q = 0.28 Кл/см²; e – после облучения ионами, q = 0.46 Кл/см².

таким методом зависимость d_{ox} от величины q. Отметим, что для максимальной исследованной дозы воздействия ($q = 0.37 \text{ Кл/см}^2$) величина d_{ox} составила ≈ 0.5 нм.

Облучение GaAs медленными ионами приводит к иному характеру изменения оптических зонда показало, что для обеих полярностей воздействия разряда изменение потенциала поверхности может превышать 100 мэВ.

Процесс окисления GaAs в условиях потока электронов связан, по-видимому, с наличием остаточного кислорода в разрядной области. Отме-



Рис. 2. Трансформация мнимой части псевдодиэлектрической функции при последовательном увеличении дозы обработки образцов электронами (A) и ионами (B). с-GaAs – функция для исходного кристаллического материала (литературные справочные данные). Точки получены из экспериментальных спектров SE, непрерывные кривые – результаты наилучшей подгонки результатов теоретической модели к данным экспериментов. A: кривые (a), (b), (c) относятся к дозам q = 0; 0.15 и 0.30 Кл/см² соответственно. B: кривые (a), (b), (c) соответствуют дозам q = 0; 0.23 и 0.46 Кл/см². Стрелками на рис. A указаны оптические переходы в области особых точек зонной структуры GaAs.

свойств поверхности полупроводника (рис. 2 *B*) по сравнению с обработкой электронами. Удовлетворительная интерпретация этих данных получена в модели, предполагающей, что в узкой приповерхностной области полупроводника (толщиной 10– 15 нм) поток ионов приводит к разупорядочению правильной кристаллической структуры GaAs. Это сопровождается размытием линий в спектрах с ростом дозы облучения и сдвигом соответствующих экстремумов по оси энергий. Следует подчеркнуть, что в этом случае изменения химического состава приповерхностной области не происходит (см. рис. 1, *a*, *в*).



Рис. 3. Примеры распределений амплитуды рельефа поверхности относительно среднего значения. Данные получены для сканируемой площади 10×10 мкм² на образцах: *1* – необработанный; *2*, *3* – обработанные в разряде ионами и электронами соответственно, при дозе 0.37 Кл/см².

Исследование обработанных разрядом образцов с помощью AFM показывает, что даже для относительно больших доз воздействия поверхность остается гладкой – см. рис. 3. Использование AFM в режиме сканирующего кельвиновского тим в связи с этим, что в [3] наблюдалось стимулированное свободными электронами окисление кремния.

Перестройка структуры полупроводника в приповерхностной области при облучении ионами (с тенденцией к аморфизации) связана, на наш взгляд, с потенциальным механизмом нейтрализации медленных ионов на поверхности твердого тела. В таком процессе в акте нейтрализации в электронную подсистему кристалла передается энергия порядка энергии ионизации молекулы/атома газа [4].

Данные настоящей работы показывают, таким образом, что малые плотности тока таунсендовского разряда могут существенно модифицировать свойства полупроводника на длинах, составляющих десятки нанометров, что может найти практическое применение.

Исследование частично поддержано проектом РФФИ 07-2-00168 и грантом научных школ Президента России (грант 2951.2008.2).

1. Astrov, Yu.A. Planar microdischarge device for highspeed infrared thermography: Application of seleniumdoped silicon detectors / Yu.A. Astrov, L.M. Portsel, A.N. Lodygin, V.B. Shuman // J. Appl. Phys. 2008. V. 103, № 11. P. 114512 (6 pp).

2. *Zollner*, *S*. Model dielectric functions for native oxides on compound semiconductors // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 63, № 18. P. 2523–2524.

3. *Young, E.M.* Electron-active silicon oxidation // Appl. Phys. A. 1988. V. 47, № 3. P. 259–269.

4. *Hagstrum, H.D.* Theory of Auger neutralization of ions at the surface of a diamond-type semiconductor // Phys. Rev. 1961. V. 122, № 1. P. 83–113.

Исследование солнечной короны со сверхвысоким пространственным разрешением в проекте «АРКА»

С.В. Кузин¹, С.А. Богачев¹, С.В. Шестов¹, А.А. Рева^{1,2}, А.С. Ульянов^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва.

²Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл.

e-mail: sshestov@gmail.com

Получение изображений Солнца со сверхвысоким пространственным разрешением в XUVдиапазоне спектра является в настоящее время приоритетной задачей физики Солнца для целого ряда ведущих мировых космических держав. Причиной этого является, с одной стороны, очевидный факт, что достигнутая к настоящему времени точность наблюдения Солнца (1-2 угловые секунды) так и не позволила решить целый ряд фундаментальных задач, в частности проблему нагрева солнечной короны, проблему триггеров солнечных вспышек и выбросов вещества, проблему поиска областей магнитного пересоединения и других. С другой - складывающиеся в настоящее время теоретические представления, согласно которым в основе большинства макроскопических проявлений солнечной активности лежат множественные процессы микровыделения энергии с характерными масштабами всего несколько сотен километров и временами менее секунды.

На рис. 1 приведен пример изображения солнечной короны вблизи 175 Å, полученный космической обсерваторией TRACE с угловым разрешением 1 угл. с. В Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН разрабатывается новая космическая обсерватория «АРКА», предназначенная для наблюдения солнечной короны со сверхвысоким пространственным разрешением. Основными инструментами обсерватории являются два телескопа системы Ричи – Кретьена с эффективным фокусным расстоянием 15 м и диаметром главных зеркал 45 см. Телескопы впервые дадут возможность наблюдения Солнца с рекордным пространственным разрешением в 0.18 угл. с., что соответствует 130 км на поверхности Солнца.

В качестве оптических элементов в телескопах будут использоваться многослойные зеркала нормального падения, ПЗС-матрицы backside-типа, многослойные тонкопленочные фильтры. Рабочие спектральные диапазоны телескопов выбраны для покрытия наиболее широкого диапазона температур, соответствующих широкому диапазону высот в атмосфере Солнца – фотосферы, хромосферы, переходного слоя, короны Солнца, а также горячей вспышечной плазмы, наблюдающейся высоко в короне.

Принципиальная схема аппаратуры «АРКА» приведена на рис. 2.



Рис. 1. Изображение короны Солнца вблизи 175 Å, полученное космической обсерваторией TRACE с угловым разрешением 1 угл. с.



Рис. 2. Принципиальная схема обсерватории «АРКА»

Характеристики рабочих спектральных диапазонов следующие:

Телескоп 1

Канал	Спектральные линии	Объект наблюдения	Температурный диапазон
132 Å	Fe XX, Fe XXIII	Вспышечная плазма	Выше 10 млн. К
171 Å	Fe IX, Fe X	Корона Солнца	0.8–1.0 млн. К
195 Å	Fe XIV	Корона Солнца	~ 1.6 млн. К
304 Å	He II	Переходный слой Солнца	~ 80 тыс. К

Телескоп 2

Канал	Спектральные линии	Объект наблюдения	Температурный диапазон
211 Å	Fe XIV	Корона Солнца	~ 2.0 млн. К
284 Å	Fe XV	Корона Солнца	~ 2.2 млн. К
Лайман-альфа	H _I 1216 Å	Хромосфера Солнца	~ 30 тыс. К
Оптический	Непрерывное излучение с	Фотосфера Солнца	~ 6 тыс. К
	максимумом чувствительности		
	около 5000 Å		

Выбранные каналы наблюдения обеспечивают:

- возможность наблюдения всех слоев атмосферы Солнца: фотосферы, хромосферы, короны и переходного слоя;
- возможность регистрации высокотемпературной плазмы солнечных вспышек;
- возможность детальной температурной диагностики солнечной плазмы в диапазоне температур 0.8–2.2 млн. К методами, не зависящими от обилия элементов (за счет наблюдения Солнца в линиях ионов одного элемента – железа);
- возможность одновременного наблюдения Солнца в двух спектральных диапазонах (одновременная работа двух телескопов).

Создание подобного комплекса телескопов со сверхвысоким (субсекундным) пространственным разрешением требует решения целого ряда технических проблем. В частности, в ходе работы предполагается отработка следующих технологий, основанных на опыте ведущих институтов РАН:

 Создание сверхгладких, с шероховатостью не более 3 Å, подложек диаметром до 50 см.

- Создание технологии контроля и коррекции формы таких подложек с точностью не хуже λ/100.
- Разработка новых покрытий с высоким коэффициентом отражения в рабочей области спектра.
- Разработка новых систем фильтров, обеспечивающих высокую степень блокировки уровня рассеянного света и бездифракционное изображение в рабочем диапазоне длин волн.
- Создание новых детекторов с однофотонной чувствительностью в рабочем диапазоне длин волн.
- Создание системы автофокусировки с точностью ~ 0.1 угл. с.
- Создание системы передачи информации на Землю с высокой пропускной способностью от 10 Гбайт/сут.

Разрабатываемый комплекс аппаратуры предназначен для установки на малые космические аппараты. Участником проекта является НПО Лавочкина – разработчик унифицированной космической микроплатформы «Карат». Вероятный срок запуска прибора «АРКА» – 2015 год.

Фотометрия солнечного ВУФ-излучения с помощью космических телескопов с многослойной оптикой нормального падения

В.А. Слемзин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский пр., 53, Москва. e-mail: slem@lebedev.ru

Количественная фотометрия солнечного излучения в вакуумно-ультрафиолетовом (ВУФ) и рентгеновском диапазонах длин волн, как интегрально по всему диску и короне Солнца, так и в отдельных участках изображения, необходима для физического анализа происходящих на Солнце процессов и установления их связи с вариациями космической погоды в околоземном пространстве. Быстрое развитие фотометрических методов в солнечной астрономии началось с появлением в конце 1980-х - начале 1990-х гг. космических телескопов ВУФ-диапазона с многослойной оптикой нормального паления и фотоэлектрическими приемниками на базе ПЗС-матриц. ФИАН и ИФМ РАН накопили большой опыт создания и эксплуатации подобных приборов: в 1988 г. на КА «Фобос-1» в течение месяца работал первый в мире телескоп подобного типа - ТЕРЕК [1]. Модифицированный телескоп ТЕРЕК-К проработал 3 месяца в 1994 г. на спутнике Коронас-И [2]. В 2001-2005 гг. на спутнике Коронас-Ф работали 2 телескопа в составе комплекса СПИРИТ [3]. В январе 2009 г. на спутнике Коронас-Фотон начал работу телескоп ТЕСИС [4]. Из зарубежных аналогов заслуживают внимания работающий с 1995 г. европейский телескоп ЕІТ [5], работающий с 1998 г. американский TRACE [6], а также телескопы EUVI (обсерватория STEREO, запущена на двух КА в 2006 г.) [7]. Последний телескоп данного типа SWAP (Бельгия) был запущен на спутнике PROBA-2 в ноябре 2009 г.[8].

До настоящего времени большинство телескопов регистрировали излучение переходного слоя (T~ $10^4 - 10^5$ K) и короны Солнца (T~ $1-10 \cdot 10^6$ K) в нескольких участках ВУФ-диапазона: 132 [2, 4], 171 [1–7], 175 [3, 8], 195 [3–7], 284 [3, 5–7] и 304 [1–5, 7] Å. В этих диапазонах полный поток излучения плавно изменяется в несколько раз в течение цикла солнечной активности и имеет короткопериодическую 27-суточную составляющую, связанную с вращением Солнца относительно его оси (рис. 1). Кроме того, вспышки и эруптивные процессы вызывают кратковременные (десятки секунд – десятки минут) всплески и спады потока на 1–10%.

В изображениях измеряются яркости в отдельных фрагментах, при этом контраст между яркими (активные области, вспышки) и соседними спокойными участками Солнца может достигать сотен и тысяч раз. Аналогичная задача возникает при исследованиях короны вблизи яркого диска Солнца [9]. В этих задачах большое значение имеет малая ширина и быстрый спад функции рассеяния для точечного изображения, которые зависят как от аберраций оптической системы и внутренних свойств детектора, так и от рассеяния света на поверхностях зеркал и неоднородностях фильтров, устанавливаемых на входной апертуре телескопа и перед детектором.



Рис. 1. Вариации полного потока солнечного излучения (в единицах сигнала) в каналах телескопов Т2 СПИРИТ 175/ ЕІТ 195 Å и Т2 304 /ЕІТ 304 Å [3] (СПИРИТ – черные кривые, ЕІТ – серые точки).

Основными фотометрическими параметрами солнечных ВУФ-телескопов являются:

• эффективная площадь в зависимости от длины волны излучения;

 чувствительность (интегральный поток фотонов в пределах спектральной полосы пропускания на пиксель изображения на единицу измеряемого сигнала);

 динамический диапазон и линейность сигнала в зависимости от падающего потока фотонов;

• неоднородность чувствительности по полю зрения.

Величина сигнала телескопа (цифровой отсчет на выходе аналого-цифрового преобразователя сигнала в 1 с на 1 ячейку ПЗС-матрицы) определяется следующим выражением [3]:

$$\begin{split} N &= S_g \cdot \frac{u_{pix}}{f^2} \times \\ &\times \int \int T_f(\lambda) R_m(\lambda) Q(\lambda) G(n_e, T, \lambda) DEM(T) dT d\lambda. \end{split}$$

Здесь S_g – геометрическая площадь входной апертуры, a_{pix} – площадь ячейки ПЗС-матрицы, f – фокусное расстояние телескопа, $T_f(\lambda)$ – пропускание фильтров, $R_m(\lambda)$ – коэффициент отражения зеркал, $Q(\lambda)$ – коэффициент преобразования фотонов в цифровой сигнал в детекторе, $G(n_e, T, \lambda)$ – эмиссия солнечной плазмы с учетом обилия элементов (в фот/см⁻⁶ с стерад), DEM(T) – функция распределения дифференциальной меры эмиссии по температуре (в см⁻⁵ K⁻¹).

Второй важной функцией, используемой при фотометрическом анализе солнечных ВУФ-изображений, является функция отклика прибора на излучение плазмы определенной температуры:

$$H(T) = S_g \cdot \frac{a_{pix}}{f^2} \int T_f(\lambda) R_m(\lambda) Q(\lambda) G(n_e, T, \lambda) d\lambda ,$$

представляющая собой свертку эффективной площади со спектральной функцией эмиссии плазмы $G(n_e, T, \lambda)$, которая обычно вычисляется с помощью базы данных СНІАNТІ [10]. На рис. 2 показано сравнение функций температурного отклика каналов телескопов Т1 и Т2 СПИРИТ и ЕІТ.



Рис. 2. Функции температурного отклика каналов ВУФтелескопов: слева – СПИРИТ Т1-171, Т1-195, Т2-175 и ЕІТ 195А, справа – СПИРИТ Т1-304, Т1-284, Т2-304 и ЕІТ 304 А (шкала Y – число цифровых отсчетов в 1 с на единицу объема плазмы и 1 см² входной площади прибора).

Для достижения необходимой точности фотометрических измерений в эксперименте, помимо предполетной калибровки отдельных оптических элементов и всего телескопа в целом, необходимо обеспечить контроль этих значений во время длительной работы прибора. Среди факторов космического полета, влияющих на свойства основных элементов телескопов, – зеркал с многослойным покрытием, тонкопленочных фильтров и детекторов изображения наиболее важными являются:

 температурный режим в рабочем и нерабочем положении;

 контаминация отражающих и пропускающих излучение поверхностей парами возгонки материалов КА и самого прибора;

 радиационная нагрузка – воздействие заряженных частиц радиационных поясов, потоков энергичных частиц при солнечных вспышках;

 "выгорание" отдельных участков детектора при регистрации участков изображения с повышенной яркостью;

 воздействие микрочастиц космического мусора на поверхности, находящейся на внешней части КА (входные фильтры).

Устройства для внутренней калибровки в полете, устанавливаемые на некоторых приборах, не дают полной информации о состоянии оптики. Влияние этих факторов прогнозируется в расчетах надежности на этапе создания прибора и может быть установлено в ходе эксперимента путем сравнения результатов с измерениями аналогичным прибором на другом КА или на запускаемой для калибровочных целей ракете.

Влияние перечисленных факторов космического полета на чувствительность телескопов СПИРИТ было проанализировано с помощью сравнения измерений интегрального потока излучения в каналах телескопа СПИРИТ и соответствующих каналов телескопа ЕІТ за период с августа 2001 г. по август 2003 г. [3, 11]. Было отмечено, что в некоторых каналах телескопов СПИРИТ произошло снижение чувствительности в первые 200 дней полета вследствие контаминации рабочих поверхностей зеркал и фильтров гидрокарбонатами при экспонировании солнечным ВУФизлучением. Отметим, что контаминация является важнейшим фактором, определяющим срок работы зеркал, применяемых в ВУФ-фотолитографии [12–13].

Микрочастицы космического мусора вызывают появление микроотверстий на входных фильтрах ВУФ-телескопов, находящихся на низких околоземных орбитах, что приводит к росту фона видимого света Солнца, ухудшению контраста изображений и снижению динамического диапазона регистрируемых яркостей. Этот эффект, в частности, обнаруживается у телескопа TRACE, проработавшего на орбите 11 лет.

1. Собельман, И.И. и др. Изображения Солнца, полученные рентгеновским телескопом ТЕРЕК на КА "Фобос-1" // Письма в АЖ, 1990. Т. 16, вып. 4. С. 323–329.

2. Собельман, И.И. и др. Рентгеновская спектроскопия Солнца в диапазоне 0.84-30.4 НМ в экспериментах ТЕРЕК-К и РЕС-К на спутнике КОРОНАС-И // Письма в АЖ, 1996. Т. 22, № 8. С. 605–619.

3. Слемзин, В.А. и др. Результаты наблюдений ВУФ-излучения Солнца телескопами СПИРИТ и SOHO/EIT // Астр. Вестник, 2005. Т. 39, №6. С. 549–562.

4. *Кузин С.В. и др.* Эксперимент ТЕСИС по рентгеновской изображающей спектроскопии Солнца на спутнике КОРОНАС-Фотон // Известия РАН. Серия физическая, 2010. Т 74, № 1. С. 39–43.

5. Moses D., Clette F., Delaboudiniere J.-P. et al. Eit Observations of the Extreme Ultraviolet Sun // Solar Phys., 1997. V. 175. P. 571–599.

6. *Handy*, *B.N. et al.* The Transition Region and Coronal Explorer // Solar Physics, 1999. V. 187. P. 229–260.

7. *Howard, R.A. et al.* Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI) // Space Sci Rev., 2008. V. 136. P. 67–115.

8. *Berghmans, D. et al.* SWAP onboard PROBA 2, a new EUV imager for solar monitoring // Advances in Space Research, 2006. V. 38, № 8. P. 1807–1811.

9. *Slemzin, V. et al.* Off-limb EUV observations of the solar corona and transients with the CORONAS-F/SPIRIT telescope-coronagraph // Ann. Geophys., 2008. V. 26. P. 3007–3016.

10. Young, P.R. et al. CHIANTI - an atomic database for emission lines. VI. Proton Rates and Other Improvements // The Astrophysical Journal Supplement Series. 2003. V. 144. P. 135.

11. Слемзин, В.А. и др. Воздействие факторов космического полета на характеристики оптических элементов солнечных ВУФ-телескопов // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника-2006». ИФМ РАН, 2006. Т. 2. С. 414–415.

12. Hollenshead J., Klebanoff, L. J. Modeling radiationinduced carbon contamination of extreme ultraviolet optics // Vac. Sci. Technol. B., 2006. V. 24, № 1. P. 64–82.

13. Grantham, S.B. Hill, C. Tarrio, R.E. Vest and T.B. Lucatorto. EUV component and system characterization at NIST for the support of extreme-ultraviolet lithography // Proc. of SPIE, 2005. V. 5751. P. 1185–1191.

Выбор материалов оптики для диагностики короны Солнца в диапазоне длин волн 6–121 нм

С.В. Кузин¹, В.Н. Полковников², Н.Н. Салащенко²

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский пр-т, 53. ² Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105. e-mail: kiniokop@rambler.ru

Для исследований структуры и динамики солнечной короны в крайнем ультрафиолетовом диапазоне спектра (Extreme UltraViolet – EUV) в настоящее время широко применяется многослойная зеркальная оптика нормального падения. В EUVобласти спектра содержится большое количество спектральных линий ионов, формируемых при высоких температурах солнечной короны, поэтому наиболее полная информация о физических условиях в атмосфере Солнца может быть получена по излучению EUV-диапазона.

Обычно проведение диагностики корональной плазмы (определение температуры, плотности) по телескопическим изображениям затруднено ввиду того, что в спектральный диапазон чувствительности телескопа, который определяется в основном свойствами зеркал, входящих в состав оптической системы прибора, попадает множество спектральных линий, формируемых в разных условиях. Так, например, в область длин волн 17,7-20,7 нм попадают линии ионов Fe X-XXIV, возбуждаемые в широком диапазоне температур от 1 до 16 МК, а также ряд линий ионов других элементов (О, Са и Ni), соответствующих температурам 0.3 – 5 МК [1]. Это вносит существенные неясности при определении температурного состава наблюдаемой плазмы. Поэтому актуальна разработка аппаратуры для наблюдения корональной плазмы в возможно наиболее узких спектральных диапазонах, а в идеале в отдельных спектральных линиях EUV-диапазона спектра.

Основной вклад в спектральную чувствительность приборов даёт зависимость коэффициента отражения входящих в состав оптической схемы многослойных зеркал от длины волны. С повышением величины спектральной селективности зеркал $\lambda/\Delta\lambda$ увеличивается чувствительность телескопа. Поэтому одной из важнейших характеристик отражательных покрытий, наряду с пиковым коэффициентом отражения, является спектральная селективность. Выбор материалов, входящих в состав рентгеновских зеркал, а также соотношение толщин материалов в периоде позволяют контролировать отражательные характеристики структур. Однако серьёзное увеличение селективности, достигаемое за счёт снижения доли сильнопоглощающего материала, приводит к снижению пикового коэффициента отражения. Поэтому возникает необходимость поиска оптимального соотношения величины спектральной селективности и коэффициента отражения зеркал. Или поиск некоторого компромиссного соотношения толщин слоёв материалов в периоде структуры.

В данной работе представлены результаты расчётов отражательных характеристик многослойных зеркал для ряда длин волн из диапазона 6–60 нм. По каждой структуре предложено оптимальное соотношение толщин слоёв материалов в периоде β (доля сильнопоглощающего материала).

$\lambda = 6,63$ HM

Если речь идёт о диапазоне длин волн, меньших К-линии бора (6,63 нм), то в качестве лёгкого элемента зеркала нужно брать углерод С. В противном случае – карбид бора В₄С. По причине жёсткости условий на спектральный диапазон работы зеркала расчет сделан для структур с углеродом, одинаково эффективно отражающих как в диапазоне, ниже 6,63 нм, так и при длинах волн, больших К-линии бора. В качестве пары углероду наиболее оптимален выбор хрома Сг.

Структура Cr/C с периодом d = 3,35 нм и долей хрома в периоде $\beta = 0,35$ имеет следующие расчетные отражательные характеристики: R = 20,8%, $\Delta\lambda = 0,56$ нм, $\lambda/\Delta\lambda = 118$.

λ = 11,7 нм

В качестве отражающего покрытия в этом диапазоне можно предложить хорошо изученную структуру Mo/Si. Несмотря на то что диапазон лежит в области длин волн, меньших линии поглощения кремния (12,5 нм), пиковый коэффициент отражения такого покрытия составит около 40%. Результаты теоретического расчёта для структуры Mo/Si с периодом 6,1 нм и соотношением толщин слоёв в периоде $\beta = 0,5$ дают следующий результат: R = 43,3%, $\Delta \lambda = 0,46$ нм, $\lambda/\Delta \lambda = 25$.

$\lambda = 13.2$ HM

В этом диапазоне наибольшим пиковым коэффициентом отражения обладает хорошо изученная пара Mo/Si. При теоретическом пределе 73% лучшие образцы достигают 69% при величине спектральной селективности 26 единиц [2].

Диапазон λ = 17,1...25 нм

В диапазоне длин волн, больших 17,1 нм в качестве лёгкой основы зеркал оптимален алюминий, имеющий здесь край поглощения. На основе зеркал с алюминием можно создать высокоотражающие и при этом высокоразрешающие отражающие покрытия. Пиковый коэффициент отражения структур Al/Zr слабо меняется при изменении соотношения толщин слоёв в периоде от 0,2 до 0,4 (доля циркония).

В частности, в работе [3] приведены результаты измерения отражательных характеристик структур Al/Zr для длины волны 17,1 нм с долей циркония в периоде 0,36: R = 56%, $\lambda/\Delta\lambda = 28$. Ниже, в табл. 1, приведены результаты расчетов отражательных характеристик Al/Zr-зеркал для ряда длин волн из указанного диапазона.

Таблица 1 Результаты расчетов отражательных характеристик Al/Zr-зеркал

		-	
λ, нм	20,3	21,1	23,8
R, %	60	59	49
$\lambda/\Delta\lambda$	25	18	14

Диапазон λ = 25...35 нм

Поскольку данный диапазон длин волн лежит за *L*-краем поглощения Mg (λ_1 =25 нм), для обеспечения относительно высокого коэффициента отражения многослойных зеркал необходимо использовать в качестве лёгкого элемента зеркал магний. Однако отражательные характеристики структур на основе магния вследствие его высокой химической активности нестабильны во времени и имеют тенденцию к ухудшению [3]. Поэтому представляется предпочтительным заменить чистый магний его соединениями, не имеющими такой способности к окислению. В качестве лёгкого материала зеркал в диапазоне длин волн 25-35 нм предлагается выбрать силицид магния Mg₂Si. Результаты теоретических расчетов отражательных характеристик для зеркал на основе Mg₂Si/Si приведены в табл. 2.

Таблица 2

Результаты расчетов отражательных характеристик Mg₂Si/Si-зеркал

λ, нм	28,4	30,4	33,5
R, %	45	39,7	40
$\lambda/\Delta\lambda$	37	31	31

Важным моментом является сравнение расчетных характеристик зеркал на основе Mg₂Si/Si с измеренными для 4-компонентных зеркал Si/B₄C/Mg/Cr (сразу после напыления R = 38,5%, $\lambda/\Delta\lambda = 28$ и R = 30% через год для $\lambda = 30,4$ нм) [3]. $\lambda = 36$ нм

В диапазоне длин волн, больших 35,5 нм, в качестве лёгкого элемента рентгеновских зеркал предпочтительным становится скандий, имеющий здесь край поглощения. В качестве тяжёлого элемента можно сохранить кремний.

Структура Sc/Si с периодом d = 16 нм и долей кремния в периоде $\beta = 0,4$ имеет следующие расчетные отражательные характеристики: R = 73%, $\Delta\lambda = 1,623$ нм, $\lambda/\Delta\lambda = 22$.

Диапазон λ = 55...60 нм

Предлагаемое для данного диапазона длин волн отражающее покрытие [Мо – 4,5 нм, Mg₂Si – 2,5 нм, Mg – 20,1 нм, Mg₂Si – 2,5 нм]*10 имеет следующие отражательные характеристики: R = 36%, $\Delta\lambda = 7$ нм, $\lambda/\Delta\lambda = 8$ ($\lambda = 55,4$ нм).

Наряду с зеркалами, дифракционными решетками и детекторами, необходимыми элементами оптики EUV-диапазона для астрофизических исследований Солнца являются адсорбционные фильтры. Основная их задача – ослабить интенсивное излучение Солнца в области видимого, инфракрасного и ультрафиолетового частей спектра. При этом фильтры должны быть достаточно прозрачными в рабочем диапазоне. Исходя из этих соображений выбирается материал для фильтра.

В качестве фильтра в диапазоне длин волн 6– 12 нм хороший результат обещают структуры на основе Nb/C. При суммарной толщине в структуре ниобия 100 нм, углерода 20 нм расчётный коэффициент пропускания на 6,6 нм составляет величину около 60%.

Однако не менее важной характеристикой фильтра является его механическая прочность. Есть основания полагать, что фильтры на основе Zr/B_4C , имеющие в указанном диапазоне расчетный коэффициент порядка 50% (при суммарной толщине цирконий 180 нм, карбида бора 30 нм), окажутся существенно прочнее фильтров Nb/C.

В качестве фильтров в диапазоне длин волн, больших 12,5 нм, хорошо изучены структуры на основе Zr/Si. При теоретически предсказанной величине пропускания порядка 50% измеренные величины составили 45% [3].

Начиная с 17,1 нм лучшей пропускной способностью в сочетании с механической прочностью обладают фильтры на основе Al/Si [3].

Для диапазона длин волн, больших 35 нм, можно предложить фильтр на основе $[MoSi_2 = 2,5 \text{ нм}, (Sc = 2,5 \text{ нм}, Mg_2Si = 2,5 \text{ нм})*20, MoSi_2 = 2,5 нм]. Результаты расчётов пропускания такой структуры приведёны на рис. 1.$



Рис. 1. Пропускание фильтра на основе [$MoSi_2 = 2,5$ нм, (Sc = 2,5 нм, $Mg_2Si = 2,5$ нм)*20, $MoSi_2 = 2,5$ нм] в диапазоне длин волн 10–65 нм.

1. Ораевский В.Н., Собельман И.И., Житник И.А., Кузнецов В.Д. Комплексные исследования Солнца со спутника КОРОНАС-Ф: первые результаты // УФН. 2002. Т. 172. С. 949.

2. Braun St., Dietsch R., Haidl M. Microelectronic Engineering. 2001. V. 9. P. 57–58.

3. Зуев С.Ю. и др. Многослойная оптика для рентгеновской астрофизики в рамках эксперимента ТЕСИС // Материалы XIII международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». Нижний Новгород, 2009. С. 62.

Источник экстремального ультрафиолетового излучения на основе плазмы, нагреваемой излучением миллиметрового диапазона

А.В. Водопьянов¹, С.В. Голубев¹, Д.А. Мансфельд¹, Н.Н. Салащенко², Н.И. Чхало²

¹ Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород. ² Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород.

e-mail: avod@appl.sci-nnov.ru

В настоящее время в мире ведутся интенсивные исследования, направленные на создание источника излучения для проекционной литографии высокого разрешения с длиной волны 13.5 нм. В наиболее эффективных источниках излучения используется линейчатое излучение многозарядных ионов олова, (более 100 линий излучения ионов олова с зарядом от +6 до +11 попадают в указанный диапазон). Для получения такой плазмы в основном используются установки с мощными лазерами или с различного типа пинчами (см., например, [1-6]). Наряду с ощутимым прогрессом в этом направлении у разрабатываемых схем есть ряд недостатков, которые не позволяют считать проблему создания источника экстремального ультрафиолета решенной. Прежде всего отметим проблемы, связанные с непродолжительным ресурсом работы источника, с загрязнением элементов оптической системы распыляемыми веществами, с бомбардировкой поверхности зеркал быстрыми ионами. Поиски новых источников жесткого ультрафиолета остаются актуальными в настоящее время.

В настоящей работе в качестве источника жесткого ультрафиолетового излучения предлагается использовать разряд низкого давления в парах олова, поддерживаемого в магнитной ловушке мощным электромагнитным излучением миллиметрового диапазона длин волн в условиях электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). Метод получения многозарядных ионов металлов, эффективность которого продемонстрирована в работах [7-10], заключается в следующем. В прямую магнитную ловушку с помощью вакуумнодугового источника инжектируется плазма паров олова. За время пролета плазмы магнитной ловушки нагреваемые СВЧ-излучением электроны производят дополнительную ионизацию, и заряд ионов повышается - образуются ионы, линии излучения которых лежат в диапазоне жесткого ультрафиолета. Использование миллиметрового излучения и миниатюрных вакуумно-дуговых плазмогенераторов позволяет получать источники со сравнительно малыми размерами (поперечные размеры излучающей области ~ 1 мм) с достаточно высокой плотностью плазмы (до 10¹⁴ см⁻³), что делает описанный метод весьма привлекательным для создания почти точечного источника жесткого ультрафиолета. Отметим, что в ранних работах [11, 12] в ЭЦР-разряде большого объема удалось добиться высокой эффективности (до 10%) преобразования СВЧ-излучения в жесткий ультрафиолет в диапазоне от 7 нм до 15 нм.

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Простая осе-

симметричная магнитная ловушка (пробкотрон) создавалась током, протекающим через катушки 3. Длина ловушки составляла 26 см, максимальное магнитное поле в пробке 4 Тл, длительность импульса тока 5 мс.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* – плазмогенератор, *2* – СВЧ-окно, *3* – магнитные катушки, *4* – откачной тракт, *5* – магнитная завеса, *6* – детектор EUV либо экстрактор ионов и времяпролетный анализатор ионного спектра.

Источником плазмы являлся вакуумно-дуговой плазмогенератор типа МЕВВА [13]. Плазмогенератор (1 на рис. 1) устанавливался на оси системы вблизи одной из пробок магнитной ловушки, длительность импульса тока ~100 мкс, а величина тока от 50 до 300 ампер. Для дополнительного нагрева плазмы использовалось излучение гиротрона с частотой 75 ГГц, мощностью до 50 кВт, длительностью импульса 150 мкс. Разрядная вакуумная камера, помещенная внутрь магнитной ловушки, имела тефлоновое окно 2, через которое излучение гиротрона вводилось в область разряда. Поглощение излучения в плазме приводило к значительному увеличению энергии электронов, что обеспечивало дополнительную ионизацию ионов и их эффективное возбуждение с последующим спонтанным высвечиванием. Экспериментальная установка работала в импульсном режиме с частотой следования импульсов до 1 Гц. Для анализа ионного состава плазмы использовались двухсеточный экстрактор ионного пучка с напряжением до 20 кВ, ускоряющим ионы и времяпролетный анализатор [14]. Измерение интенсивности свечения плазмы в EUV-диапазоне проводилось с помощью абсолютно калиброванного измерителя мощности на основе двух Nb/Si многослойных зеркал, обеспечивающих спектральную полосу регистрации 13.5 нм ± 1%, Zr/Si-фильтра, отрезаюшего длинноволновое излучение. и кремниевого диода AXUV-100 (IRD, США). Чувствительность измерителя составляла 0,033 А/Вт, минимальная регистрируемая мощность излучения с длиной волны 13,5 нм (обнаружительная способность) – $3.3 \cdot 10^{-10}$ Вт. Подробнее о приборе можно узнать из [15]. Для исключения попадания плазмы в детектор в эксперименте использовалась "магнитная завеса" (5 на рис. 1). Средний заряд ионов олова без СВЧ-нагрева составляет $\langle Z \rangle = 2$, максимальный заряд $Z_{max} = 3$. СВЧ-нагрев плазмы приводил к существенному сдвигу распределения ионов по кратностям ионизации в область больших зарядностей. Типичное распределение ионов по кратностям ионизации представлено на рис. 2.



Рис. 2. Зарядовое распределение ионов с СВЧ-нагревом

Такое распределение ионов по кратностям ионизации удалось реализовать при следующих параметрах работы установки: магнитное поле в пробках - 1 Тл, мощность СВЧ - 50 кВт, ток вакуумной дуги - 100 А. Такое распределение ионов по кратностям ионизации не является оптимальным с точки зрения излучения в диапазоне 13.5 нм ± 1% (см., например, [16]). Но уже при таком распределении удалось зарегистрировать жесткое ультрафиолетовое излучение мощностью $\approx 2~\mathrm{Bt}$ в телесный угол 2π стерад. в указанном спектральном диапазоне. При увеличении напряженности магнитного поле ловушки (до 4 Тл), т. е. при реализации резонансных условий нагрева электронов, интенсивность излучения плазмы в указанном диапазоне существенно возрастала и достигала \approx 25 Вт в телесный угол 2 π стерад. Для оценок примем, что объемизлучающей плазмы составляет 0.35 см³ [17], тогда удельная мощность свечения в указанном спектральном диапазоне достигала $\approx 100 \text{ Bt/cm}^3$

Оценка эффективности и перспективности работы ЭЦР-источникажесткого ультрафиолетового излучения проводилась следующим образом. Решалась система балансных уравнений на концентрации заряженных частиц с разными зарядовыми состояниями [10]. Время пролета ионами длины ловушки в расчетах принято равным 26 мкс. Константы скорости ионизации вычислялись для максвелловского распределения электронов по скоростям на основании данных [18]. Начальный <Z> = 2.



Рис. 3. Расчет мощности излучения в полосе 13.5 нм $\pm 1\%$ при заданных T_e и I_{arc} .

Плотность плазмы задавалась *I*_{arc}. Мощность СВЧ-излучения, необходимая для поддержания

плазмы с определенной температурой электронов T_e (мощность, поглощаемая плазмой), вычислялась как сумма выносимой из ловушки через пробки энергии плазмы и затрат на ионизацию и возбуждение ионов. Излучательные потери плазмы рассчитывались с использованием усредненных констант скорости возбуждения многозарядных ионов [16]. На рис. 3 приведены результаты расчетов. Стрелка 1 обозначает параметры проведенного эксперимента.

Оценим параметры ЭЦР-источника жесткого ультрафиолетового излучения с накачкой современными гиротронами, работающими в непрерывном режиме. Для определенности возьмем гиротрон, производимый в НПП ГИКОМ, с частотой излучения 170 ГГц, мощностью до 500 кВт (хотя для наших целей будет достаточно и 20 кВт). Использование такого гиротрона позволяет поддерживать плазму с характерными размерами $1 \times 1 \times 10$ мм с $<\!\!Z\!> = 9$, $T_e = 200 - 300$ зВ. Как показывают расчеты, такая плазма в диапазоне 13.5 нм ± 1 % будет излучать 1 кВт мощности (стрелка 2 на рис. 3) при эффективности преобразования СВЧ-излучения в жесткий ультрафиолет на уровне 5%.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 08-02-00140 и 09-02-97067).

1. EUV Sources for Lithography by Vivek Bakshi SPIE Society of Photo-Optical Instrumentation Engi, 2005.

- 2. G. Schriever, M. Rahe, U. Stamm et al. SPIE, 4343, 615 (2001).
- 3. U. Stamm, I. Ahmad, I. Balogh et al. SPIE, 5037, 119 (2003).
- 4. К.Н. Кошелев, В.Е. Банин, Н.Н. Салащенко. УФН, **177**, 777 (2007).

5. I.V. Fomenkov, N.R. Bowering, A.I. Ershov et al. // SEMATECH EUVL Symposium, Barcelona, Spain (2006).

6. A. Endo, H. Hoshino, T. Ariga et. al. // SEMATECH EUVL Symposium, Barcelona, Spain (2006).

7. A.V. Vodopyanov, S.V. Golubev, S.V. Razin et al. // RSI, **75**, 1888 (2004).

8. А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, Д.А. Мансфельд и др. // ЖТФ, 75(9), 101 (2005).

9. A.V. Vodopyanov, S.V. Golubev, V.I. Khizhnyak et al. // High energy physics and nuclear physics, **31(S1)**, 159 (2007).

10. А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, Д.А. Мансфельд и др. // ПЖТФ, 3**3(20)**, 44 (2007).

11. А.В. Водопьянов, С.В. Голубев, В.Г. Зорин и др. // ПЖТФ, **26(24)**, 7 (2000).

12. S.V. Golubev, Yu.Ya. Platonov, S.V. Razin, V.G. Zorin // Journal of X-ray Science and Technology 6, 244 (1996).

13. Г.А. Месяц, С.А. Баренгольц // УФН **172(10)**, 1113 (2002).

14. V.I.Gushenets, A.G. Nikolaev, E.M. Oks et al. // RSI, 77, 063301, 2006.

15. И.Г. Забродин, Б.А. Закалов, С.Ю. Зуев и др. // Поверхность, **6**, 104 (2007).

16. J. White, P. Hayden, P. Dunne et al. // Journal of Applied Physics, **98**, 113301 (2005).

17. А.В. Водопьянов, Д.А. Мансфельд, С.В. Голубев и др. // Письма в ЖЭТФ, **88(2)**,103.

18. *A.V. Philippov, V.M. Polyshev, A.A. Sadovoy et al. //* E9-2002-5 Commun. Joint Inst. Nucl. Res., Dubna (2002).

Моделирование профиля мишеней, собирающих генерируемое излучение

Л.Г. Шабельников¹, Я.Л. Шабельникова¹, В.Е. Сторижко², М.В. Ильяшенко²

¹ Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Институтская ул, д. 6, Черноголовка, ² ИПФ НАН Украины, г. Сумы, ул. Петропавловская, 58

Создание источников рентгеновского изучения с неординарным сочетанием свойств, заполняющих значительный разрыв между синхротронными источниками и рентгеновскими трубками, привлекает в последнее время все большее внимание. Новые подходы, используемые при разработке указанных источников, ориентированы на расширение круга пользователей, имеющих специфические требования к генератору излучения. Отметим здесь новые источники, основанные на взаимодействии встречных пучков электронов и лазерного излучения, в результате которого энергия ускоренных электронов перекачивается в энергию генерируемого жесткого излучения.

Синхротронное излучение, генерируемое при использовании поворотных магнитов (так называемый «белый пучок»), испытывает значительные потери при монохроматизации. Известным недостатком существующих монохроматоров является наличие жестких гармоник, возникающих при брэгговском отражении от рабочих плоскостей монохроматора в высших порядках. Более мощные ондуляторные источники в генераторах 3-го поколения излучают набор спектральных полос, форма и положение их определяются характеристиками магнитной системы. Использование отдельных гармоник ондуляторного излучения (так называемый «розовый пучок») возможно лишь в ограниченном круге задач при существенных скидках на степень монохроматизации.

Источники рентгеновского излучения, основанные на возбуждении излучения из мишеней пучками протонов с энергией до нескольких мегаэлектронвольт, привлекают возможностью сочетания уникальных характеристик. Во-первых, возбуждаемое излучение состоит из набора узких спектральных линий, а для моноатомных мишеней расстояние между крайними линиями серии намного меньше ширины «розового пучка». Вовторых, тормозное излучение существенным образом подавлено по сравнению с возбуждением пучком электронов в силу соотношения масс электронов и протонов. Ускорители протонов сравнительно давно используются для задач проведения элементного анализа состава твердых тел, в том числе и локального анализа с разрешением до единиц микрометра. Повышение интенсивности, позволяющее применять ускорители протонов специально в качестве источников рентгеновского излучения для широкого круга задач, непосредственно связано с решением проблем теплоотвода из мишени. В качестве одного из путей решения проблемы можно указать применение вращающейся мишени, где возникающее тепло распределяется по боковой поверхности, аналогично рентгеновским трубкам с вращающимся

анодом, современные образцы которых позволяют отводить мощность электронного пучка до 20 кВт.



Рис. 1. Профилированные мишени в виде параболоида (вверху) и эллипсоида (внизу) вращения.

Перспективным подходом для решения проблемы теплоотвода является использование профилированных мишеней, имеющих полости, куда направляется пучок протонов (рис. 1). Площадь боковой поверхности полости может превосходить площадь сечения пучка на задаваемый фактор кратности. Форма полости в виде поверхности 2-го порядка позволяет использовать геометрические свойства указанных поверхностей для сбора генерируемого изучения и управления его пространственными и угловыми характеристиками. Таким образом, профилированная мишень совмещает в себе одновременно и источник излучения, и фокусирующий элемент, которые до сих пор были пространственно разнесены.

В работе рассматриваются два типа профилированных мишеней, одна имеет форму параболоида вращения, для которого лучи, выходящие из фокальной точки, на выходе преобразуются в параллельный пучок. Второй тип мишеней имеет форму эллипсоида вращения, усеченного плоскостью, которая расположена между фокальными точками эллипсоида. Все лучи, исходящие из фокальной точки внутри мишени, должны собраться во второй фокальной точке вне мишени. Падающий пучок протонов испытывает поворот во внешнем магнитном поле B (рис. 1), чтобы развести траектории частиц и выходящего излучения. Диаметр пучка протонов не превышает входной диаметр мишени.

Моделирование включает в себя расчеты формы мишеней с учетом последовательных отражений на стенках мишени при углах, меньших критического ПВО. Определение характеристик формы позволит провести выбор материала мишени и технологий формирования полости.

Работа поддержана грантом РФФИ 09-02-90445-Укр_ф_а.

Технологии и оборудование для экспериментальных работ в области нанофизики и наноэлектроники

В.А. Быков

Научно-производственная группа предприятий «НТ-МДТ», ФГУП «НИИ Физических проблем им. Ф.В. Лукина». www.ntmdt.ru, www.niifp.ru, spm@ntmdt.ru, admin@niifp.ru

Отличительная особенность нового этапа развития группы предприятий «НТ-МДТ» – диверсификация производства в сторону комплексного решения проблем оснащения центров нанотехнологии и наноэлектроники современным оборудованием, разработки прототипов которого, в основном, базируются на потенциале, как компании, так и российских научных организаций, а опытные конструкторские разработки и производство с последующим сервисным обслуживанием на потенциале группы HT-МДТ.

Оснащение разрабатываемого оборудования технологиями, в особенности в такой области, как наноэлектроника, МЭМС и НЭМС потребовало организации плотной кооперации как с Национальной лабораторией нанотехнологии «Курчатовский институт», так и с головным предприятием по наноэлектронике, которым определен Зеленоградский НИИФП им. Ф.В. Лукина, являющийся в настоящее время стратегическим партнером группы НТ-МДТ, в котором силами ИЯФ СО РАН и группы НТ-МДТ развернуты работы по запуску центра высоких технологий с использованием аналитических и технологических возможностей модифицированного синхротрона серии «Сибирь-2» и уже ведется разработка технологических решений для мощных нанотехнологических комплексов линии НАНОФАБ-100, -25.

НАНОФАБ-100, -25 – это кластерные технологические комплексы, состоящие из необходимого числа объединенных единой транспортной системой модулей, ориентированных под тот или иной технологический процесс. Отличительной особенностью нанотехнологических комплексов от другого кластерного оборудования и его модулей состоит в том, что модули оснащаются аналитическими системами, которые обеспечивают соблюдение конструктивно-технологических ограничений, требуемых для изделий наноэлектроники, микро- и наноэлектромеханики. Комплекс НАНОФАБ-100 обеспечивает работу системы с образцами диаметром до 4 дюймов, а НАНОФАБ-25 – с образцами диаметром до 1 дюйма.

В зависимости от конкретного типа изделий, на разработку которых ориентируется комплекс, требования к точности реализации тех или иных элементов, квазипланарных или 3-мерных функциональных структур могут составлять от десятков нанометров до долей нанометра с атомарным дискретом. Модули комплексов НАНОФАБ-100, -25 можно разделить на два типа – модули формирования пленочных структур (напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия, лазерная абляция, химическое осаждение из газовой фазы, модули плазменных технологий, химической модификации и т. п.), для которых прецизионное позиционирование в плоскости не требуется и необходим интегральный контроль процессов и контроль качества пленочных структур - модули «групповых» технологий, и модули, требующие взаимосовмещения, обеспечивающие возможности быстрого репозиционирования и обращения к тому или иному элементу или участку поверхности - модули «локальных» технологий (модули сканирующей зондовой микроскопии и литографии, электронной микроскопии и литографии, модули с использованием фокусированных ионных пучков. модули для измерения свойств и характеристик элементов, модули рентгеновской микроскопии, модули проекционного инициированного роста и т.п.).

Транспортная система комплексов базируется на шестипозиционных сверхвысоковакуумных радиальных модулях с встроенными манипуляторами, обеспечивающими захват и перемещение образца из модуля в модуль. В модули встроены системы для вращения и линейного перемещения образцов, обеспечивающие точность репозиционирования образца, закрепленного на специализированном держателе – носителе с точностью до 10 мкм при выносе 1280 мм у НАНОФАБ-100 и 780 мм у НАНОФАБ-25.

Модули оснащены ионными и титан-сублимационными насосами, позволяют отжиг до температур 200 °C и обеспечивают откачку до 10^{-10} торр.



Рис. 1. Фотографии радиальных транспортных модулей систем НАНОФАБ-100 (вверху) и НАНОФАБ-25.

Системы могут быть как одно-, так и многокластерными (рис. 2) в зависимости от требований технологии. Разработан и модуль переворота пластин, что обеспечивает технологическую возможность работы как только на одной, так и на обеих сторонах рабочей пластины, а также возможность работы в модулях, где технологически требуется поворот лицевой части образца.



Рис. 2. Схема 4-кластерного нанотехнологического комплекса с двумя кластерами локальных и двумя групповых технологий.



Рис. 3. Модульная аналитико-технологическая платформа НАНОФАБ-25 предназначена для формирования нанотехнологических комплексов, позволяющих не только получать наноструктуры на подложках диаметром до 25 мм, но и проводить их физико-химический анализ.

Система НАНОФАБ-25 работает с образцами, диаметром до 1 дюйма, что позволяет обеспечить возможность получения атомарного и субатомарного разрешения в модах динамической атомносиловой микроскопии.

Модули локальных технологий сконструированы так, что позволяют оснащения блоками растровой электронной микроскопии с автоэмиссионными катодами и системами электростатической фокусировки и сканирования и обеспечивают разрешение вплоть до 10 нм, а также могут быть оснащены оптическими микроскопами с разрешением до 3 мкм, что значительно облегчает начальное позиционирование образцов.

Относительно небольшие габариты и радиальная компоновка позволяют размещать нанотехнологические комплексы на платформе НА-НОФАБ-25 практически в любой лаборатории.

Наличие сверхвысоковакуумного радиального транспортного модуля обеспечивает проведение многосторонних исследований наноструктур с атомарным разрешением, включая лучевые (электронная и ионная спектроскопия) и зондовые (ACM и CTM) методы.

Потребности рынка медицинской диагностики предполагают необходимость разработки новой серии приборов платформы NTEGRA-Life, включающей в себя как адаптированный для медикобиологического рынка автоматизированный сканирующий зондовый микроскоп в комбинации с различными типами оптических микроскопов, так и опции лазерных пинцетов с управляемым оптическим фронтом, обеспечивающий возможность параллельного манипулирования более чем сотней объектов в жидкостной ячейке с возможностью позиционирования каждого с точностью до нескольких нанометров. Предполагается и значительное усиление диагностических возможностей платформы с включением в нее опций массспектрометрии.



Рис. 4. Новые образцы продукции группы предприятий НТ-МДТ (слева), система НАНОФАБ-100, установленная в Южном федеральном университете (Таганрог)

Нанодоменные структуры в сегнетоэлектриках. Доменные нанотехнологии в монокристаллах ниобата лития и танталата лития

В.Я. Шур

Уральский центр коллективного пользования «Современные нанотехнологии», Уральский государственный университет им. А.М. Горького, пр. Ленина, 51, Екатеринбург. e-mail: vladimir.shur@usu.ru

В работе представлен обзор новейших результатов по систематическому экспериментальному изучению формирования самоорганизованных нанодоменных структур в сегнетоэлектриках при сильном отклонении от равновесных условий переключения, характеризуемом неполным экранированием деполяризующих полей. В качестве основного параметра выбрана эффективность экранирования, которая определяется отношением скоростей экранирования и переключения.

Для уменьшения эффективности экранирования может быть использовано как ускорение процесса переключения, так и замедление процесса экранирования за счет уменьшения вклада быстрого механизма внешнего экранирования за счет перераспределения зарядов в электродах.

Рассмотрены три группы экспериментальных методов, позволяющих реализовать сильное отклонение от равновесных условий [1, 2].

Во-первых, сверхбыстрое самопроизвольное обратное переключение (spontaneous backswitching) под действием остаточного деполяризующего поля после выключения внешнего переключающего поля [3]. В этом случае удается приложить аномально сильные переключающие поля, создаваемые «внутренними источниками».

Во-вторых, уменьшение эффективности внешнего экранирования за счет создания диэлектрических слоев (dielectric gaps) с использованием модификации полярной поверхности исследуемых сегнетоэлектрических пластин методами протонного обмена и ионной имплантации [1, 2, 4].

В-третьих, полное исключение внешнего экранирования, благодаря переключению без внешних электродов под действием пироэлектрического поля, при охлаждении монодоменного образца после нагрева импульсом лазерного излучения [5, 6].

В качестве модельных материалов использованы монокристаллы семейства ниобата лития LiNbO₃ (LN) и танталата лития LiTaO₃ (LT) конгруэнтного и стехиометрического состава, как номинально чистые, так и легированные. Исследуемые кристаллы представляют собой одноосные сегнетоэлектрики со сравнительно простой доменной структурой и оптически визуализируемыми доменами [1, 2].

Выбор LN и LT обусловлен также тем, что они являются одними из наиболее широко используемых нелинейно-оптических кристаллов, а также самыми популярными объектами для развития методов микро- и нанодоменной инженерии, используемых для получения квазифазового синхронизма [7]. Для визуализации эволюции доменной структуры, а также статических нанодоменных структур использовалась совокупность экспериментальных методов от оптической микроскопии до различных мод сканирующей зондовой микроскопии. Особое место принадлежало разработанной нами оригинальной методике непосредственной визуализации нанодоменов в объеме кристалла с помощью сканирующей лазерной конфокальной микроскопии комбинационного рассеяния (СЛКМ-КР). Анализ трехмерных изображений позволяет получить уникальную информацию о формировании нанодоменных структур.



Рис. 1. СЛКМ-КР-изображения и соответствующие профили периодической доменной структуры в CLN. При построении изображений использованы интенсивности $E_8(TO)$ и $A_1(LO4)$ линий и средневзвешенное положение «центра масс» этих линий.

Визуализация доменной структуры исследуемых монокристаллов с использованием СЛКМ-КР заключается в записи набора спектров комбинационного рассеяния в точках при сканировании на поверхности образца и на различной глубине. Затем при помощи компьютерной обработки определяются центральные частоты, амплитуды и спектральные ширины линий A₁(LO4), E(TO6) и E(TO8) [8]. Деформация кристаллической решетки вблизи доменной стенки, вызванная наличием сильных остаточных электрических полей, приводит к изменению указанных параметров. Пример визуализации в одномерном случае показан на рис. 1. Измерение спектров проводилось при сканировании поперек периодической доменной структуры. Значительное уменьшение амплитуды и частоты линии E(TO8) вблизи доменной стенки позволило получить контраст.

Важно отметить, что пространственного разрешения этой оптической методики достаточно для визуализации нанодоменных структур, поскольку создаваемые деполяризующими полями искажения решетки вблизи доменных границ достаточно протяженны.

Подробное исследование формирования нанодоменных структур при переключении монокристаллов LN с искусственным поверхностным диэлектрическим слоем, полученным методом протонного обмена позволило выявить три основных типа самоорганизованных структур, формирующихся при боковом движении доменной стенки.

«Нанодомены стримеры» (streamer nanodomains) распространяются далеко впереди движущейся доменной стенки и формируют разреженную квазирегулярную структуру за счет ориентированного роста нанодоменных цепей в Y-направлении (рис. 2). Они могут удаляться от фронта переключения на несколько сотен микрон и обычно покрывают всю переключаемую область.



Рис. 2. «Нанодомены стримеры» в CLN с PE слоем толщиной 2 мкм. СЛКМ-КР-визуализация.

«Фрактальные нанодоменные структуры» (fractal nanodomains) образуются непосредственно впереди движущейся доменной стенки и в результате ветвления нанодоменных цепей, растущих в выделенных направлениях, формируют самоподобную структуру с высокой плотностью (рис. 3).



Рис. 3. Визуализация нанодоменов в CLN с РЕ вблизи доменной стенки. Визуализация с помощью СЛКМ-КР.

«Остаточные нанодомены» (residual nanodomains) формируют редкие ориентированные структуры позади движущейся доменной стенки в результате неполной коалесценции растущих доменов. При этом проявляется эффект образования взаимодействующих «пальцев» (fingering).

Экспериментально показано, что нагрев поверхности монокристаллических пластин LT импульсным инфракрасным лазерным излучением приводит к образованию сложных самоорганизованных доменных структур (рис. 4).



Рис. 4. Доменные структуры, индуцированные импульсным ИК лазерным нагревом в LT. Оптическая визуализация без травления.

Особенность этих структур заключается в том, что изолированные нанодомены преимущественно появляются в облученной зоне, а квазипериодические структуры образуются в результате роста нанодоменных лучей от центра облученной зоны к ее краю. Эта особенность обусловлена быстрым охлаждением поверхностного слоя, вызванным частичным испарением поверхностного слоя монокристалла (абляцией) в центре облученной зоны при высокой плотности лазерного облучения.

На основании полученных результатов можно сформулировать следующий механизм формирования квазипериодической нанодоменной структуры.



Рис. 5. Эффект удвоения пространственной частоты нанодоменных структур в LT в результате импульсного ИК лазерного нагрева. Визуализация с помощью C3M.

Сначала образуется структура из параллельных нанодоменных цепей, растущих в Y-направлении с периодом около 3 мкм. Затем между растущими нанодоменными цепями образуются и растут «цепи второго поколения», происходит «удвоение пространственной частоты – уменьшение периода в два раза до 1,5 мкм (рис. 5, *a*). При увеличении плотности энергии лазерного излучения образуются цепи третьего и четвертого поколения, что уменьшает период до 0,75 мкм и до 0,38 мкм соответственно (рис. 5, *б*).

Эффект удвоения пространственной частоты нанодоменных структур позволяет получать ре-

кордно малые периоды и открывает новые возможности создания нелинейно-оптических устройств нового поколения на основе развития нанодоменной инженерии.



Рис. 6. Стадии формирования нанодоменных структур в CLN: *а* – цепь изолированных нанодоменов, *б* – доменный луч, образовавшийся в результате слияния. Атомно-силовая микроскопия.

Анализ изображений нанодоменных структур с высоким пространственным разрешением позволяет однозначно утверждать, что процесс формирования нанодоменных лучей состоит из двух стадий. Первая – ориентированный рост цепей изолированных нанодоменов (рис. 6, *a*). Вторая – анизотропный рост доменов, приводящий к формированию лучей за счет слияния (рис. 6, *б*) [1, 2, 5, 6].

Взаимодействие растущих цепей и ветвление проявляются при переключении в сильных полях, что приводит к отклонению от выделенных направлений и формированию самоподобных структур (рис. 7).



Рис. 7. Реконструкция эволюции одномерных доменных лучей в CLN с поверхностным слоем, модифицированным имплантацией ионов Ar. Визуализация СЛКМ-КР на глубине 16 мкм (*a*), 0.5 мкм (*б*).

Математическое моделирование использовалось для подтверждения возможности применять для объяснения экспериментально полученных эффектов единый подход, учитывающий определяющую роль остаточных электрических полей, возникающих в процессе переключения при запаздывании экранирования деполяризующих полей [9].

Установлено, что наблюдающиеся эффекты самоорганизации обусловлены электростатическим взаимодействием между изолированными клиновидными нанодоменами с заряженными доменными стенками.

Моделирование зарождения и роста нанодоменов проведено в рамках кинетического подхода, учитывающего пространственную неоднородность экранирования деполяризующих полей. Рассчитано влияние собственного или искусственного диэлектрического поверхностного зазора [10].

Кинетика формирования реальной доменной структуры в электрическом поле, представляющая собой образование, рост и слияние множества взаимодействующих доменов, может быть исследована только с использованием методов компьютерного моделирования. Только в этом случае удается детально изучить особенности отдельных стадий эволюции доменной структуры. Эти исследования особенно актуальны в сочетании с результатами использования экспериментальных методов, позволяющих непосредственно изучать эволюцию нанодоменной структуры с высоким пространственным и временным разрешением.

Современные методы сканирующей зондовой микроскопии открыли возможность наблюдения ранее невидимых нанодоменов, роль которых в кинетике переключения поляризации, естественно, не принималась во внимание. Поэтому полученные в настоящее время качественно новые экспериментальные результаты не только позволяют описывать кинетику доменной структуры на наноуровне, но и заставляют пересмотреть классические модели, описывающие эволюцию доменной структуры при переключении поляризации. Особый интерес представляют собой обнаруженные эффекты самоорганизации при росте нанодоменных ансамблей и образование нанодоменных цепей при слиянии микродоменов.

Моделирование воспроизводит кинетику доменов при переключении поляризации с учетом пространственно неоднородного распределения переключающего электрического поля. В качестве объекта моделирования была выбрана вырезанная перпендикулярно полярной оси пластина одноосного сегнетоэлектрика со сплошными электродами на полярных гранях. Принималась во внимание пространственная неоднородность распределения спонтанной поляризации вблизи полярной поверхности сегнетоэлектрика [9].

В модели учитывалось наличие приповерхностного диэлектрического зазора, толщиной от десятков нанометров до единиц микрон. Существование зазора приводит к тому, что создающие деполяризующее поле связанные заряды, отделены от локализованных на электродах зарядов внешнего экранирования. В результате быстрое внешнее экранирование не может быть полным, что приводит к существенному влиянию на кинетику доменов медленного объемного экранирования и формированию самоорганизованных регулярных доменных структур за счет коррелированного зародышеобразования [9].

Кинетика роста нанодоменной структуры, полученная в результате моделирования, может быть представлена в трехмерном виде (рис. 8). При этом можно изучать прямое прорастание взаимодействующих доменов.

Детальный анализ экспериментально наблюдаемых стадий формирования остаточных нанодоменов при слиянии доменных стенок показывает, что нанодомены выстраиваются вдоль «следа» доменной стенки, образующегося во время паузы в ее движении.



Рис. 8. Формирование нанодоменной структуры. Результаты моделирования.

Образование остаточных нанодоменов объясняется возрастанием деполяризующего поля вблизи переключенного участка, что затрудняет переключение при запаздывании экранирования. Если при слиянии параллельных доменных стенок непереключенные участки оказываются окруженными переключившейся областью (рис. 9), то рост деполяризующего поля не позволяет им переключиться.



Рис. 9. Результаты моделирования формирования цепи остаточных изолированных нанодоменов при слиянии доменов.

Установлено, что увеличение толщины диэлектрического слоя приводит к уменьшению эффективности внешнего экранирования, а неоднородное пирополе позволяет локализовать рост нанодоменов.

Формирование остаточных нанодоменных цепей при циклическом переключении изучено экспериментально в CLN, модифицированном протонным обменом. Установлено, что кинетика доменной структуры существенно изменяется, поскольку остаточные нанодомены служат зародышами при циклическом переключении. Показано, что эффект усталости при циклическом переключении вызван увеличением площади «замороженных» доменов.

Впервые экспериментально и методами компьютерного моделирования систематически изучен одномерный рост доменов (анизотропный рост цепей, состоящих из изолированных нанодоменов) и выявлены механизмы, объясняющие изменение направлений преимущественного роста взаимодействующих нанодоменных цепей в различных экспериментальных условиях. Использование полученных эффектов в доменной инженерии позволит существенно улучшить периодичность прецизионных структур с микронными периодами и заложить основы нанодоменной инженерии [3, 7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ-офи (гр. 08-02-12173), РФФИ-НЦНИ (гр. 05-02-19648), РФФИ (08-02-99082-р-офи), Федерального агентства по образованию, (гос. контракт № П870), Федерального агентства по науке и инновациям (гос. контракты №. 02.74011.0171 и 02.552.11.7069).

1. *Shur, V.Ya.* Nano- and Micro-domain Engineering in Normal and Relaxor Ferroelectrics in Advanced Dielectric, Piezoelectric and Ferroelectric Materials – Synthesis, Characterization & Applications / ed. by Z.G. Ye, Woodhead Publ. Ltd., 2008. P. 622–669.

2. *Shur, V.Ya.* Kinetics of Ferroelectric Domains: Application of General Approach to LiNbO₃ and LiTaO₃ // Journal of Materials Science, 2006. V. 41, № 1. P. 199–210.

3. Shur, V.Ya. Nanoscale Backswitched Domain Patterning in Lithium Niobate / V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev, E.V. Nikolaeva, E.I. Shishkin, D.V. Fursov, R.G. Batchko, L.A. Eyres, M.M. Fejer, and R.L. Byer // Appl. Phys. Lett., 2000. V. 76, № 2. P. 143–145.

4. *Nikolaeva, E.V.* Formation of Nanoscale Domain Structures and Abnormal Switching Kinetics in Lithium Niobate with Surface Layer Modified by Implantation of Copper Ions / E.V. Nikolaeva, V.Ya. Shur, M.A. Dolbilov, E.I. Shishkin, D.K. Kuznetsov, M.F. Sarmanova, O.A. Plaksin, and N.V. Gavrilov // Ferroelectrics, 2008. V. 374. P. 73–77.

5. Kuznetsov, D.K. Formation of Nano-scale Domain Structures in Lithium Niobate Using High-Intensity Laser Irradiation / D.K. Kuznetsov, V.Ya. Shur, S.A. Negashev, A.I. Lobov, D.V. Pelegov, E.I. Shishkin, P.S. Zelenovskiy, V.V. Platonov, M.G. Ivanov, and V.V. Osipov // Ferroelectrics, 2008. V. 373. P. 133–138.

6. Шур, В.Я. Поверхностные самоподобные нанодоменные структуры, индуцированные лазерным облучением в ниобате лития / В.Я. Шур, Д.К. Кузнецов, А.И. Лобов, Д.В. Пелегов, Е.В. Пелегова, В.В. Осипов, М.Г. Иванов, А.Н. Орлов // ФТТ., 2008. Т. 50, вып. 4. С. 689–695.

7. *Shur, V.Ya.* Domain Nanotechnology in Ferroelectrics: Nano-domain Engineering in Lithium Niobate Crystals // Ferroelectrics. 2008. V. 373. P. 1–10.

8. *Hammoum, R.* Characterization of PPLN-microstructures by Means of Raman Spectroscopy / R. Hammoum, M.D. Fontana, P. Bourson, and V.Ya. Shur // Appl. Phys. A: Mater. Sci. & Proc., 2008. V. 91. P. 65–67.

9. Lobov, A.I. Discrete Switching by Growth of Nano-Scale Domain Rays under Highly-Nonequilibrium Conditions in Lithium Niobate Single Crystals / A.I. Lobov, V.Ya. Shur, D.K. Kuznetsov, S.A. Negashev, D.V. Pelegov, E.I. Shishkin, and P.S. Zelenovskiy // Ferroelectrics, 2008. V. 373. P. 99–108.

10. Eliseev, E.A. Screening and Retardation Effect on 180°-domain Wall Motion in Ferroelectrics: Wall Velocity and Non-linear Dynamics due to Polarization-Screening Charge Interactions / E.A. Eliseev, A.N. Morozovska, G.S. Svechnikov, E.L. Rumyantsev, E.I. Shishkin, V.Y. Shur, and S.V. Kalinin // Phys. Rev. B. 2008. V. 78, № 24. P. 245409–1–10.

Магнонные кристаллы – новый тип функциональных электронных кристаллов

С.А. Никитов, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва. e-mail: nikitov@cplire.ru

В работе обсуждаются результаты недавних исследований новых перспективных с точки зрения применений искусственных кристаллов: фотонных, фононных и магнонных кристаллов (ФФМК). ФФМК на основе искусственно созданных диэлектрических и магнитных структур являются основой целого ряда новых устройств обработки информации в широком диапазоне частот от единиц мегагерц до сотен гигагерц. Обсуждаются физические свойства таких кристаллов и волн (в основном спиновых), распространяющихся в таких кристаллах и являющихся основой при создании разного рода устройств: фильтров, резонаторов, ответвителей, мультиплексоров и т.д.

Исследованиями в области физики и технологии фотонных кристаллов (ФК) в последние годы занимается большое число научных групп и отдельных ученых (см., например, монографии и ссылки в них [1-4]). По своей сути ФК - это одно-, двух- или трехмерные периодические структуры, в которых периодическим образом изменяются диэлектрические свойства (показатель преломления), так что при распространении электромагнитной волны (света) в таком кристалле в ее спектре появляются запрещенные зоны. Для проявления эффектов, присущих ФК, длина распространяющейся в них волны должна быть сравнима по порядку величины с периодом структуры, формирующей ФК. Наряду с созданием ФК оптического диапазона (обладающих фотонной запрещенной зоной в области частот видимого света) определенный интерес представляют ФК с фотонной запрещенной зоной в области сверхвысоких частот (СВЧ). Однако в области СВЧ, когда длина электромагнитной волны составляет сантиметры или миллиметры, размеры фотонного кристалла будут достаточно велики, так что практическое использование таких кристаллов не представляет интереса. Альтернативой ФК СВЧ-диапазона могут явиться ферромагнитные среды (магнитофотонные (МФК) или магнонные кристаллы (МК)) [5-15], в которых распространяющимися волнами являются магноны (спиновые волны). Создание кристаллов, подобных фотонным, на основе магнитных материалов (а именно, магнонных кристаллов), в которых могут распространяться спиновые волны, имеет ряд преимуществ по сравнению с фотонными кристаллами. Во-первых, длина спиновой волны, а соответственно, и свойства таких кристаллов зависят от внешнего магнитного поля и могут управляться этим полем. Во-вторых, для широкого класса ферромагнитных материалов в СВЧ-диапазоне длина волны распространяющихся спиновых волн порядка десятков или сотен

микрон. Фазовая и групповая скорости спиновых волн также зависят от размеров образца и приложенного внешнего поля и могут изменяться в широких пределах. Как правило, скорость спиновых волн на несколько порядков меньше скорости электромагнитных волн в данной среде. Таким образом, можно создать кристаллы с фотонной (или магнонной) запрещенной зоной с размерами порядка нескольких миллиметров. Причем такие кристаллы могут быть созданы в планарной геометрии, что может быть чрезвычайно важным для создания интегральных устройств, в частности, vзкочастотных оптических или CBЧ фильтров и высокоскоростных переключателей. В цитируемых трудах разрабатывалась теория микроволновых свойств МФК и МК, в частности исследовался спектр электромагнитных и спиновых волн в многослойных магнитных структурах и двумерных периодических структурах, невзаимные свойства МФК и другие свойства. Ряд работ посвящен оптическим свойствам МФК [16-22]. В работе [23] нами была предложена реализация двумерного магнонного кристалла на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) и были проведены предварительные измерения спектров магнитостатических спиновых волн (МСВ), распространяющихся в таких кристаллах.

Исследования выполнялись на структурах, изготовленных на основе эпитаксиальной пленки ЖИГ с параметрами: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, толщина $d \approx 16.1$ мкм, ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР) $2\Delta H \approx 0.6$ Э, выращенной на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) кристаллографической ориентации (100). В центральной части пленки с плоскостными размерами 10 × 20 мм вытравливалась 2D-периодическая структура размерами 6×8 мм в виде системы ямок диаметром $D \approx 32$ мкм (рис. 1, а). Исследовались пленки с двумя видами 2Dрешеток. Первая решетка имела симметрию, близкую к ромбической или гексагональной, с длиной ребра ячейки $a_r \approx 37-40$ мкм (рис. 1, *b*). Вторая структура представляла собой квадратную решетку с длиной ребра $a_c \approx 37$ мкм (рис. 1, *c*). Для ромбической решетки исследовались структуры с глубиной травления ямок $t_1 \approx 1$ мкм и $t_2 \approx 2$ мкм.

Участок пленки, содержащий 2*D*-структуру, может быть представлен в виде двух контактирующих слоев. Толщина верхнего слоя определяется глубиной травления ямок $t \le 2$ мкм, а второй слой имеет толщину $d^* \approx 14$ мкм. При этом, поскольку в эксперименте возбуждались поверхностные МСВ (ПМСВ) со значениями волновых чи-

сел $k \le 1200$ см⁻¹, которым отвечают длины волн $\lambda \ge 52$ мкм, оказывается выполненным условие

$$\lambda > d^* >> t \,, \tag{1}$$

что позволяет участок пленки с 2D-структурой рассматривать как волновод толщиной d^* с периодически изменяющимися за счет влияния полей размагничивания ямок электродинамическими граничными условиями. В этом случае следует ожидать, что ПМСВ будет испытывать рассеяние на периодической структуре.



Рис. 1. Общий вид (*a*) ферромагнитной пленки с вытравленной структурой; *b* и *с* – микрофотографии поверхностей магнонных кристаллов; *d* – макет линии задержки на основе пленки ЖИГ. Угол на рисунке *a* характеризует разворот кристаллографического направления <100> относительно ребра пленки. Угол на рисунке *d* определяет направление распространения ПМСВ по отношению к длинному ребру пленки.

Наиболее эффективно такой механизм может проявляться в условиях дифракции Брэгга на периодической структуре, когда волновое число k удовлетворяет условию

$$k \approx k_B \approx \frac{\pi}{\Lambda}$$
, (2)

где Λ – период 2D – решетки в направлении распространения волны. При этом в спектре ПМСВ формируется полоса непропускания.

Следует также ожидать, что влияние 2Dрешетки будет сводиться к периодическому изменению не только электродинамических, но и обменных граничных условий для динамической намагниченности \vec{m} за счет изменения подвижности спинов на частотах возбуждения ПМСВ как в самой решетке, так и в некоторой переходной области на границе 2D-решетки и невытравленного объема пленки. Как следствие, возникнет эффект динамического закрепления спинов в приповерхностном слое, который, в свою очередь, может сопровождаться существенным увеличением эффективности гибридизации дипольной волны с объемными обменными спиновыми волнами. Понятно, что в данном случае из-за латеральной неоднородности структуры ожидать проявления эффектов резонансного взаимодействия ПМСВ с объемными обменными модами, как это имеет место в регулярных пленочных ЖИГ волноводах с

закрепленными поверхностными спинами, не следует. Однако можно ожидать, что гибридизация дипольной ПМСВ с обменными волнами проявится в виде радиационных потерь ПМСВ.

Отметим, что в приближении (1) и с учетом симметрии 2D-структур эффект закрепления поверхностных спинов можно связать с существованием одноосной поверхностной анизотропии с осью, нормальной к поверхности пленки. В случае касательно намагниченной структуры такая поверхностная анизотропия не ограничивает подвижности касательной к поверхности пленки компоненты m_y

$$\frac{\partial m_y}{\partial z} = 0, \qquad (3)$$

тогда как нормальная к поверхности компонента m_z оказывается закреплена

$$\frac{\partial m_z}{\partial z} - h \cdot m_z = 0, \qquad (4)$$

где параметр h характеризует степень закрепления спинов и имеет размерность см⁻¹. При этом связь дипольной ПМСВ с обменными волнами можно описать эффективным параметром закрепления:

$$h^{ef} = \frac{h}{2} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4f^2}{f_m^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}.$$
 (5)

Зависимость эффективного параметра закрепления от частоты (5) отражает изменение с частотой f эллиптичности прецессии намагниченности в пленке

$$\frac{m_z}{m_y} = \frac{if}{f_m + f_H + gM_0\alpha k^2},$$
(6)

где $\alpha = 3 \cdot 10^{-12}$ ñì² — постоянная неоднородного обмена. Из (6) видно, что при $f \ll f_m$ эллипс прецессии намагниченности вытянут вдоль поверхности пленки ($m_z \ll m_y$) и влияние закрепления на движение намагниченности будет слабым. По этой причине значение эффективного параметра закрепления h^{ef} (5) также будет мало.

Далее был исследован спектр резонансных спин-волновых возбуждений, локализованных в пределах элементарной ячейки касательно намагниченного двухмерного ферритового магнонного кристалла. Экспериментально изучалась зависимость от магнитного поля \vec{H} уровня сигнала на фиксированной частоте f_p , отраженного от расположенной на поверхности кристалла микрополоски. Для частот $f_p = 3 \div 8$ ГГц показано, что по сравнению со случаем исходной пленки ЖИГ интервал полей подмагничивания, в котором за счет возбуждения спиновых волн наблюдается снижение уровня отраженной мощности, в магнонном кристалле оказывается, во-первых, существенно шире и, во-вторых, практически не меняется при

изменении ориентации поля подмагничивания относительно микрополоски. Кроме того, существует ряд значений поля H_p , для которых на частоте f_p наблюдается резонансный рост поглощения СВЧ-мощности, что связывается с резонансными спин-волновыми возбуждениями, локализованными в пределах элементарной ячейки кристалла. При этом указанные значения H_n можно связать с тремя группами резонансов, зависимость которых от угла ф между направлениями одной из его осей и магнитного поля в целом отражает симметрию кристалла. Первая группа резонансов, отвечающая магнитным полям H_p , меньшим поля Н₀ однородного ферромагнитного резонанса на частоте f_p в исходной пленке, не претерпевает существенных изменений в зависимости от угла ф. Вторая и третья группы резонансов наблюдаются, соответственно, при $H_p > H_0$ и $H_p \approx H_0$ и существуют при намагничивании кристалла перпендикулярно оси элементарной ячейки, тогда как при намагничивании вдоль оси спектр принимает вид широкой полосы поглощения. Результаты численного расчета зависимости от угла ф резонансных полей H_p , отвечающих собственным возбуждениям кристалла, качественно согласуются с экспериментальными данными. На основе расчетов распределения магнитных полей показано, что резонансные спин-волновые возбуждения второй и третьей групп локализованы в участках магнонного кристалла, параллельных его осям, где из-за влияния полей размагничивания отверстий эффективное магнитное поле в кристалле имеет профиль потенциальной ямы. Резонансы первой группы, отвечающие $H_p < H_0$, локализованы в центральной области элементарной ячейки кристалла.

На рис. 2 (кривые 1 и 2) показаны построенные с использованием измеренных фазовочастотных характеристик дисперсионные зависимости ПМСВ в структуре с квадратной решеткой при следующих параметрах: расстоянии между антеннами *L* ≈ 1.5 мм, величине поля подмагничивания Н₀: 398 (1) и 1190 (2) Э. Видно, что на частотах $f_B \approx 3390$ МГц и $f_B \approx 3870$ МГц в дисперсионных зависимостях (кривых) в области волновых чисел $k_{cub}^* \approx 950 \text{ см}^{-1}$ и $k_{cub}^* \approx 620 \text{ см}^{-1}$ формируются «щели». На кривой 3 видны 2 щели в дисперсии ПМСВ, распространяющейся в пленке с ромбической структурой. Появление щелей или зон непропускания в спектрах ПМСВ связано с дифракцией Брэгга на 2D-решетках. Появление двух зон непропускания при рассеянии на ромбической решетке связано с двумя осями симметрии решетки, при которых выполняется условие дифракции Брэгга (2).

Для частот $f_p = 3 \div 8 \Gamma \Gamma_{\Pi}$ показано, что по сравнению со случаем исходной пленки ЖИГ интервал полей подмагничивания, в котором за счет

возбуждения спиновых волн наблюдается снижение уровня отраженной мощности, в магнонном кристалле оказывается, во-первых, существенно шире и, во-вторых, практически не меняется при изменении ориентации поля подмагничивания относительно микрополоски.



Рис. 2. Законы дисперсии ПМСВ в 2D-структурах с квадратной решеткой при $\varphi = 0^{\circ}$, $H_0 \approx 398 \Im$ (кривая *I*); $\varphi = 45^{\circ}$, $H_0 \approx 525 \Im$ (кривая *2*) и ромбической решеткой при $\varphi \approx 15^{\circ}$ (волновой вектор ПМСВ по направлению близок к направлению оси решетки), $H_0 \approx 560 \Im$ (кривая 3).

Кроме того, существует ряд значений магнитного поля H_p для которых на частоте f_p наблюдается резонансный рост поглощения СВЧмощности, что связывается с резонансными СВВ, локализованными в пределах элементарной ячейки кристалла. При этом указанные значения H_p можно связать с тремя группами резонансов, зависимость которых от угла φ между направлениями одной из его осей и магнитного поля в целом отражает симметрию кристалла. Первая группа резонансов, отвечающая магнитным полям H_p , меньшим поля H_0 однородного ферромагнитного резонанса на частоте f_p в исходной пленке, не претерпевает существенных изменений в зависимости от угла ф . Вторая и третья группы резонансов наблюдаются, соответственно, при $H_p > H_0$ и $H_p \approx H_0$ и существуют при намагничивании кристалла перпендикулярно оси элементарной ячейки, тогда как при намагничивании вдоль оси спектр принимает вид широкой полосы поглощения. Результаты численного расчета зависимости от угла φ резонансных полей H_p , отвечающих собственным возбуждениям кристалла, качественно согласуются с экспериментальными данными. На основе расчетов распределения магнитных полей показано, что резонансные СВВ второй и третьей групп локализованы в участках магнонного кристалла, параллельных его осям, где из-за влияния полей размагничивания отверстий эффективное магнитное поле в кристалле имеет профиль потенциальной ямы. При этом высокополевые резонансы при $H_p > H_0$ отвечают резонансам спиновых волн в геометрии обратных объемных МСВ. Резонансы первой группы при $H_p < H_0$ локализованы в центральной области элементарной ячейки кристалла и отвечают резонансам спиновых волн в геометрии ПМСВ.

На основе магнонных кристаллов могут быть созданы новые приборы функциональной микрои наноэлектроники, проявляющие новые необычные свойства. Учитывая, что свойства магнонных кристаллов определяются не просто геометрией создаваемых структур, но и природой распространения волн в таких структурах, можно создавать фильтры, линии задержки, мультиплексоры и другие приборы с необычными свойствами, работающими во всем диапазоне СВЧ от единиц мегагерц до сотни гигагерц.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 08-07-119а, №08-02-00785а и № 09-07-00186а, 09-02-12433-офи м, 09-07-12148-офи м.

1. Joannopoulos, J.D. Meade R.D. and Winn J.N. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton : Princeton University Press, 1995.

2. Photonic Band Gap Materials, edited by *Costas M. Soukoulis*, Proceedings of the NATO ASI on Photonic Band Gap Materials, Elounda, Crete, Greece, June 18-30, 1995 (NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 1996).

3. *K. Sakoda*, Optical Properties of Photonic Crystals (Springer Series in Optical Sciences, 80), Springer Verlag, 2001.

4. Johnson S.G. and Joannopoulos J.D. Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston : Kluwer, 2002.

5. Vasseur J.O., Dobrzynski L., Dijafari-Rouhani B., Puszkarski H. // Phys. Rev. B., 54, 1043 (1996).

6. Al-Wahsh H., Akjouj A., Dijafari-Rouhani B., Vasseur J.O., Dobrzynski L., Deymier P.A. // Phys. Rev. B., 59, 8709 (1999).

7. Kee C.S., Kim J.E., Park H.Y., Park I., Lim H. // Phys. Rev. B., 60, 15523 (2000).

8. Krawszyk M., Levy J.C., Mercier D., Puszkarski H. // Phys. Lett. A., 282, 186 (2001).

9. Al-Wahsh H., Mir A., Akjouj A., Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L. // Phys. Lett. A., 291, 333 (2001).

10. Mir A., Al-Wahsh H., Akjouj A., Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L., Vasseur J.O. // Phys. Rev. B., 64, 22403 (2001).

11. Mir A., Al-Wahsh H., Akjouj A., Djafari-Rouhani B., Dobrzynski L., Vasseur J.O. // J. Phys. : Condens. Matter, 14, 637 (2002).

12. Akjouj A., Mir A., Djafari-Rouhani B., Vasseur J.O., Dobrzynski L., Al-Wahsh H., Deymier P.A. // Surf. Sci., 482–485, 1062 (2002).

13. Figotin A., Vitebsky I. // Phys. Rev. E., 63, 066609 (2001).

14. Nikitov S.A., Tailhades Ph., Tsai C.S. J. Magn. Magn. Mater. 236, 320 (2001).

15. Гуляев Ю.В., Никитов С.А. ДАН 380, 469 (2001).

16. Inoue M., Fujii T. // J. Appl. Phys., 81, 5659 (1997).

17. Inoue M., Arai K.I., Fujii T., Abe M. // J. Appl. Phys., 83, 6768 (1998).

18. Sakaguchi S., Sugimoto N. // Opt. Communs, 162, 64 (1999).

19. Sakaguchi S., Sugimoto N. // J. Opt. Soc. Am. A., 16, 2045 (1999).

20. Inoue M., Arai K.I., Afujii M., Fan S. // J.D. Joannopoulos, J. Magn. Soc. Jpn., 23, 1861 (1999).

21. Nikitov S.A., Tailhades Ph. // Opt. Communs, 190, 389 (2001).

22. Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Rasing T. // J. Phys. D: Appl. Phys., 36, R277 (2003).

23. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В. и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 77, вып. 10, 670 (2003).

Излучательные процессы в кремниевых нанокристаллах

И.Н. Яссиевич, А.С. Москаленко, А.А. Прокофьев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, дом 26, Санкт-Петербург. e-mail: irina.yassievich@mail.ioffe.ru

Кремний - основной материал не только электроники, но и фотовольтаики. В то же время его использование для изготовления излучателей сильно ограничено тем, что экстремумы зоны проводимости находятся вблизи края зоны Бриллюэна, а вершина валентной зоны – в центре этой зоны. Недавние успехи в нанотехнологии и перспективы использования квантово-механических и оптических явлений в наноструктурах стимулировали рост числа работ в области применения кремниевых наноструктур в фотонике и фотовольтаике. Большие надежды связывались с тем, что в квантовых структурах подавляется закон сохранения импульса и, следовательно, в наноструктурах кремния открывается возможность прямых оптических переходов. Однако экспериментальные и теоретические исследования показали, что излучательная рекомбинация электроннодырочных пар из основного состояния в кремниевых нанокристаллах с диаметром больше 2 нм определяется непрямыми переходами, сопровождающимися эмиссией фононов. Скорость прямых излучательных переходов из основного экситонного состояния остается в 10 раз ниже даже для нанокристаллов с диаметром 2 нм [1]. Порог прямых оптических переходов, определяющийся экстремумом зоны проводимости в центре зоны Брюллюэна, в кристаллическом кремнии лежит при энергии 3,32 эВ. Наше теоретическое исследование показало, что в квантовых структурах происходит снижение этого порога. Особенности зонной структуры кремния приводят к тому, что размерное квантование здесь формирует две группы уровней, разделенных энергетической щелью, при этом одна группа уровней смещается вниз по энергии. Мы провели вычисление этих уровней для нанокристаллов кремния, в матрице SiO₂ в зависимости от диаметра нанокристалла. Время жизни в таких состояниях по отношению к излучательной рекомбинации порядка 10⁻⁸ с, т.е. такого же порядка, как в прямозонных III-V полупроводниках.

1. Спектр электронов и дырок

На рис. 1 схематически представлен энергетический спектр нижней зоны проводимости и верхней валентной зоны в пренебрежении спинорбитальным расщеплением в объемном кремнии. Обе зоны в этом приближении трехкратно вырождены в точке Γ зоны Бриллюэна (без учета спина).

Состояния электронов и дырок можно искать как решение гамильтониана Латтинжера в сферическом приближении (отсчет энергии ведется в каждом случае от своего экстремума):

$$\overline{H} = \left(A + 2B\right) \frac{\overline{p}^2}{m_0} - 3B \frac{\left(\overline{p} \cdot \overline{J}\right)^2}{m_0}.$$
 (1)



Рис. 1. Зонная структура объемного кремния (в направлении [001]) и уровни размерного квантования в нанокристаллах.

Здесь \vec{J} – оператор единичного углового момента, действующий в пространстве блоховских амплитуд. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) для свободных электронов и дырок мы получаем в виде плоских волн: продольной

$$\Psi_1(\vec{k},\vec{r}) = \frac{e^{ik\bar{r}}}{\sqrt{V}} \left(\vec{e}_1 \cdot \vec{u}_{\Gamma}\right) \tag{2}$$

и двух вырожденных поперечных волн:

$$\Psi_{2,3}(\vec{k},\vec{r}) = \frac{e^{ik\bar{r}}}{\sqrt{V}} \left(\vec{e}_{2,3} \cdot \vec{u}_{\Gamma}\right).$$
(3)

Здесь \vec{e}_i – вектора поляризации волн, \vec{u}_{Γ} – блоховские амплитуды в точке Γ , которые различны для электронов и дырок. Вершине валентной зоны соответствуют блоховские функции симметрии $\Gamma_{25'}$:

$$\vec{u}_{\nu\Gamma} = \left(Y_{\nu\Gamma}Z_{\nu\Gamma}, X_{\nu\Gamma}Z_{\nu\Gamma}, X_{\nu\Gamma}Y_{\nu\Gamma}\right),$$

а экстремуму зоны проводимости — блоховские функции симметрии Γ_{15} :

$$\vec{u}_{c\Gamma} = (X_{c\Gamma}, Y_{c\Gamma}, Z_{c\Gamma}).$$

Спектр энергии плоских волн (2), (3) определяется формулами

$$E_1 = (A+2B)\frac{\hbar^2 k^2}{m_0}, \qquad (4),$$

$$E_1 = (A - 2B) \frac{\hbar^2 k^2}{m_0} \,. \tag{5}$$

Параметры в гамильтониане Латтинжера (1) для электронов и дырок также различны. Для дырок $A_h = -2,09$ и $B_h = -0,515$, что соответствует двум ветвям спектра, идущим вниз по энергии, при этом подзоне легких дырок с массой $m_l = 0,16 m_0$

отвечает продольная волна, а подзона тяжелых дырок с массой $m_h = 0,47 m_0$ дважды вырождена и ей соответствуют поперечные волны. Для электронов знаки констант A и B различны: $A_e = +0,58$, $B_e = -0,85$, соответственно вниз по энергии идет невырожденная зона с тяжелой массой $m_{eh} = -0,45 m_0$, а дважды вырожденная подзона идет вверх и ей соответствует легкая масса $m_{el} = +0,35 m_0$.



Рис. 2. Уровни размерного квантования дырок в нанокристалле Si в SiO₂, энергия дырок отсчитывается от вершины валентной зоны.



Рис. 3. Уровни размерного квантования электронов в нанокристалле Si в SiO₂ вблизи центра зоны Бриллю-эна.

В работе [1] проведено вычисление уровней энергии дырок для кремниевого нанокристалла в диоксиде кремния, а в [2] в таком же приближении рассчитаны состояния «горячих» электронов, локализованных в состояниях вблизи энергии, соответствующей экстремуму зоны проводимости в точке Г. Результаты вычислений представлены на рис. 2 и 3. Вычисление проводилось с использованием гамильтониана (1), нанокристалл рассматривался как кремниевый шарик. Для дырок использовались условия сшивки волновой функции и потока на границе с SiO₂, при этом предполагалось, что для валентной зоны в SiO₂ также можно использовать гамильтониан (1) при условии, что все три подзоны вырождены и их спектр соответствует массе дырок $10 m_0$, а высота барьера равна 4,3 эВ. При вычислении уровней энергии «горячих» электронов использовались нулевые граничные условия, что соответствует отсутствию туннелирования.

В квантовой точке гамильтониан (1) приводит к тому, что существует 3 типа состояний: 1) определяющихся тяжелой массой, 2) легкой массой и 3) смешанный тип, куда вносят свой вклад как составляющая с тяжелой, так и с легкой массой. Это связано с тем, что волновые функции стационарных состояний должны быть также собственными состояниями оператора \vec{F}^2 квадрата полного момента $\vec{F} = \vec{J} + \vec{L}$ (оператор $\vec{L} = -i\vec{r} \times \vec{\nabla}$ действует только на огибающие функции). Соответствующая маркировка состояний указана на

Состояния с энергиями вблизи края зоны проводимости (точка Δ зоны Бриллюэна) были рассчитаны с учетом сильной анизотропии зоны проводимости кремния вблизи минимума и эффекта туннелирования. При этом для эффективной массы электрона в диоксиде кремния использовалось значение массы свободного электрона, а величина барьера принималась равной 3,4 эВ. Результаты представлены на рис. 4.

рис. 2 и 3.



Рис. 4. Уровни размерного квантования электронов в нанокристалле Si в SiO₂ вблизи минимума зоны проводимости (точки Δ).

В работе [1] был также по теории возмущений рассчитан сдвиг энергии основного состояния экситона, локализованного в нанокристалле Si, за счет кулоновского взаимодействия и показано, что его величина определяется формулой $V_c = -1,54e^2/\kappa_{Si}R_{nc}$ (κ_{Si} – диэлектрическая константа кремния, R_{nc} – радиус нанокристалла).

2. Вероятности излучательных переходов

Вероятность прямых излучательных переходов (спонтанных) при рекомбинации электрондырочной пары, локализованной в нанокристалле определяется выражением

$$\tau_{\rm rad}^{-1} = \frac{4}{3} \alpha^3 \omega n_{\rm out} |M|^2 F^2, \qquad (6),$$

где $\alpha = \hbar/(m_0 a_0 c) \approx 1/137$ есть постоянная тонкой структуры, a_0 – боровский радиус, c – скорость света, $\hbar \omega$ – энергия испускаемого кванта излучения, множитель

$$F = \frac{3n_{out}^2}{n_{in}^2 + 2n_{out}^2}$$

определяет уменьшение локального электрического поля за счет эффектов экранирования ($n_{\rm in}$ и $n_{\rm out}$ – коэффициенты преломления внутри нанокристалла и вне его), для случая кремниевого нанокристалла в SiO₂ $F \approx 0,42$, а M – безразмерный матричный элемент (в атомных единицах) оператора импульса. Результаты расчета для переходов из трех верхних электронных уровней ниже порога прямого оптического перехода, и энергии таких переходов представлены в [2]. Для вероятности оптического перехода получена формула

$$W = 10^8 \left(\frac{\hbar\omega}{3\,\mathrm{sB}}\right) I_R^2, \,\mathrm{c}^{-1}$$

значения величины I_R и энергии перехода для нанокристаллов двух размеров приведены в таблице.

Значения *I_R* и энергии нескольких прямых межзонных переходов для двух значений диаметра НК *d*

	d = 3 HM		d = 7 нм	
Переход	I_R^2	$\hbar\omega$	I_R^2	$\hbar\omega$
$1eh_0 \rightarrow 1hm_2$	1,185	2,95 эВ	1,277	3,28 эВ
$-1em_1 \rightarrow 1hh_2$	0.099	2,53 эВ	0,130	3,23 эВ
$-1em_1 \rightarrow 1hm_1$	0,016	2,17 эВ	0,002	3,13 эВ
$2eh_0 \rightarrow 1hm_2$	0,077	1,45 эВ	0,047	3,01 эВ

В работе [1] показано, что для излучательной рекомбинации электрона из основного состояния прямые оптические переходы имеют вероятность значительно меньшую, чем переходы, сопровождающиеся излучением фонона, чья вероятность лежит в интервале $2 \times 10^{-4} - 10^{-3}$ с⁻¹ в зависимости от размеров нанокристаллов.

3. Релаксация энергии в нанокристаллах

Релаксация энергии в нанокристаллах, где формируется дискретный спектр с большими расстояниями между уровнями, подавлена. Наше исследование показало, что скорость многофононных переходов дырок между уровнями размерного квантования лежит в интервале 10^9-10^{12} с⁻¹ [3, 4] и существенно превышает скорость таких переходов электронов. Поэтому основную роль в релаксации горячих электронов в кремниевых нанокристаллах играют оже-процессы, в которых энергия электрона передается дырке. Скорость таких процессов лежит в наносекундном диапазоне.

Теоретически исследованы также процессы релаксации горячих электронов за счет взаимодействия с полярными локальными колебаниями аморфной матрицы диоксида кремния для нанокристаллов с размерами более 4 нм, где скорость таких процессов оказалась порядка нескольких наносекунд [5].

Следует отметить, что в образцах, на которых ведутся экспериментальные исследования, существует обычно разброс в размерах нанокристаллов порядка 10–14% вокруг среднего значения. Сильная зависимость времени релаксации электронов и дырок от размера нанокристаллов приводит к тому, что в ансамбле нанокристаллов исследуемого образца существуют нанокристаллы с большой разницей времен релаксации. Поэтому на эксперименте обычно наблюдают динамику спада, которую нельзя описать простым экспоненциальным законом с одним временем релаксации. Разброс нанокристаллов по размеру приводит также к широкой полосе в спектре люминесценции.

4. Экспериментальные результаты

В фотолюминесценции нанокристаллов кремния обычно наблюдают две полосы излучения: 1) голубую полосу излучения с характерным временем спада в наносекундном диапазоне (известную как F-полоса), природа которой широко обсуждалась, но оставалась не установленной, и 2) медленную инфракрасную с временем спада порядка 10-4-10-5 с, которая определяется рекомбинацией локализованных экситонов из основного состояния (называемую часто S-полосой). Экспериментальные исследования, выполненные в ходе совместной работы с лабораторией проф. Т. Грекоркиевича (Т. Gregorkiewicz) в Университете Амстердама, показали, что быстрая полоса излучения (Г-полоса) сдвигается с уменьшением размера нанокристаллов в красную сторону в соответствии с развитой нами теорией [2]. Результаты эксперимента представлены на рис. 5.



Рис. 5. *S*- и *F*-полосы ФЛ для образцов А (размер НК 3 нм, кружки) и В (размер НК 7 нм, квадраты) – *a*. Динамика спада *S*-полосы ФЛ для образцов А и В – *b* и *c*. Во врезках приведена динамика *F*-полосы.

На рис. 5, *а* представлен спектр люминесценции для двух образцов: А (средний размер нанокристаллов 3 нм) и В (со средним диаметром нанокристаллов 7 нм).

На рис. 5, *b* и *c* показана кинетика спада люминесценции для этих образцов.

Был также экспериментально обнаружен красный сдвиг полосы фотолюминесценции с течением времени при импульсном возбуждении с характерным временем порядка нескольких наносекунд, что подтверждает идею о том, что *F*-полоса обусловлена излучательной рекомбинацией «горячих» электронов.

Таким образом, в результате проведенного исследования выяснена природа *F*-полосы люминесценции кремниевых нанокристаллов, и появилась надежда разработать эффективные источники излучения на основе наноструктурированного кремния. 1. *Moskalenko, A.S.* Single-particle states in spherical Si/SiO2 quantum dots / Berakdar J., Prokofiev A.A., Yassievich I.N // Phys. Rev. B., 2007. V. 76. № 8. P. 085427.

2. Prokofiev A.A. Direct bandgap optical transitions in Si nanocrystals / A. S. Moskalenko, I. N. Yassievich, W.D.A.M. de Boer, D. Timmerman, H. Zhang, W. J. Buma, T. Gregorkiewicz // Письма в ЖЭТФ, 2009. Т.90, вып. 12, C. 856–860.

3. *Prokofiev A.A.* Carrier relaxation in Si/SiO2 quantum dots / S.V. Goupalov, A.S. Moskalenko, A.N. Poddubny, I.N. Yassievich // Physica E., 2009. V. 41 № 6. P. 969–971.

4. Yassievich I.N. Radiative and nonradiative transitions of carriers confined in Si nanocrystals / A.S. Moskalenko, A.N. Poddubny, A.A. Prokofiev // Physics, Chemistry and Aplication of Nanostructures (Proceedings of the international Conference Nanomeeting-2009), World Scientific, 2009. P. 64–67.

5. *Poddubny A.N.* Electron-phonon interaction in nonpolar quantum dots induced by the amorphous polar environment / A.N. Poddubny, S.V. Goupalov, V.I. Kozub, I.N. Yassievich // JETP Lett. 2009. V. 90 № 10. P. 756–760.

Конфокальная рамановская микроскопия самоформирующихся островков GeSi/Si(001)

А.И. Машин¹, А.В. Нежданов¹, Д.О. Филатов¹, М.А. Исаков¹, В.Г. Шенгуров², В.Ю. Чалков², С.А. Денисов²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород.

² Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета

им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород.

e-mail: mashin@phys.unn.ru

Гетероструктуры (ГС) с самоформирующимися наноостровками GeSi/Si(001) являлись в последние 15 лет объектами интенсивных исследований в связи с потенциальными возможностями создания на их основе приборов кремниевой оптоэлектроники [1]. Известно, что островки, полученные осаждением Ge на Si(001) в определённых условиях, состоят из твёрдого раствора Ge_xSi_{1-x} вследствие диффузии Si из подложки в островок в процессе роста. Для исследования состава островков GeSi/Si применялись методы двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) [2, 3]. Недостатком этих методов является их нелокальность, т.е. определённые ими характеристики островков являются усреднёнными по площади, равной площади пучка тестирующего излучения. В [4] для исследования состава индивидуальных островков GeSi/Si был применён метод растровой оже-микроскопии. В настоящей работе для исследования состава и упругих напряжений в самоформирующихся островках GeSi/Si(001) впервые применён метод конфокальной рамановской микроскопии (КРМ).

Исследуемые образцы были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) в среде GeH₄ при температурах роста $T_g = 700$ и 800 °С и давлении GeH₄ в ростовой камере $p_g = 9 \times 10^{-3}$ Торр. Островки заращивались покровным слоем Si толщиной ≈ 40 нм. Методика выращивания, а также результаты исследований морфологии (методом атомно-силовой микроскопии – ACM) и спектров фотолюминесценции (ФЛ) островков описаны в [5, 6]. КРМ исследования проводились при помощи микро/спектроскопического комплекса NT-MDT Integra Spectra при 300 К при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны излучения $\lambda = 473$ нм.

На рис. 1, б приведено изображение ГС, выращенной при $T_g = 800$ °C, полученное методом конфокальной микроскопии на отражение. Время напуска GeH₄ в ростовую камеру t_g , определяющее (при прочих равных условиях) значение номинальной толщины осаждённого слоя Ge d_{Ge}, составляло 2 мин. На рис. 1, б наблюдаются особенности размером 150 ÷ 200 нм, идентифицированные как островки GeSi. Сравнение изображения на рис. 1, б с АСМ изображением ГС с поверхностными островками, выращенными в тех же условиях на рис. 2, а, показывает, что поверхностная плотность островков на обоих изображениях приблизительно одинакова, тогда как конфокальное изображение островков выглядит более размытым, изображения соседних островков сливаются между собой, что связано с меньшим пространственным разрешением конфокальной микроскопии по сравнению с АСМ. Теория конфокального микроскопа [7] гласит, что минимальное расстояние между точками на поверхности объекта, разрешаемыми согласно критерию Рэлея,

$$r \approx 0.44 \frac{\lambda}{n} \frac{1}{NA} , \qquad (1)$$

где NA – числовая апертура объектива, n – показатель преломления среды. Для NA = 0,95, n = 3,5 (Si), $r \approx 56$ нм.

На рис. 2 и 3 приведены спектры КРС, измеренные в центре островков (*a*) и в промежутках между островками (*б*). На спектрах КРС идентифицированы линии, связанные с колебательными модами Si–Si, Ge–Ge и Ge–Si. Расщепление двух последних линий связано с неоднородностью распределения Ge по объёму островков (вершина островка обогащена Ge) [4]. Для структуры, изображение которой показано на рис. 1, в материале островка $x \approx 0,24$, на поверхности островка $\approx 0,94$.



Рис. 1. АСМ (*a*) и конфокальное микроскопическое изображения (б) ГС с наноостровками Ge_xSi_{1-x}/Si(001); карты распределения атомной доли Ge *x* (*в*) и упругих напряжений ε (*г*) по поверхности ГС. $T_g = 800$ °C, $t_g = 2$ мин



Рис. 2. Спектры КРС гетероструктур с самоформирующимися островками GeSi(001), выращенных при $T_g =$ 700 °С, измеренные в центре островков (*a*) и между островками (*б*). Время роста t_g 1 мин (*1*), 2 мин (*2*), 4 мин (*3*) и 5 мин (*4*).

Полученные методом КРМ карты распределения рамановских сдвигов линий Ge–Si и Ge–Ge ($k_{\text{Ge-Si}}$ и $k_{\text{Ge-Ge}}$, соответственно) в плоскости поверхности образца были пересчитаны в карты распределения атомной доли Ge x и упругих напряжений ε (рис. 1, *в* и *г*, соответственно). Согласно [8]

$$x = 0.15k_{\text{Ge-Ge}} - 0.10k_{\text{Ge-Si}} - 2.17$$

$$\varepsilon = (3.8k_{\text{Ge-Ge}} - 4.3k_{\text{Ge-Si}}) \cdot 10^{-3} + 0.70$$
(2)

На рис. 1, в и г наблюдаются участки с пониженными значениями x и є, соответствующие островкам GeSi, на фоне псевдоморфного смачивающего слоя с большим, по сравнению с островками, содержанием Ge.

Отметим, что представленные на рис. 2 и 3 спектры КРС являются суперпозицией спектров от различных слоёв ГС (покровного слоя, слоя островков, подложки). При этом отсутствует возможность идентификации слоя, которому принадлежит та или иная линия в дублете (в отличие от метода РОМ с ионным травлением). Из 4 возможных пар значений x, ε , которые дают различные комбинации линий Ge–Ge и Si–Si, отбирались те, в которых 0 < x < 1, $|\varepsilon| < 1$.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по образованию РФ (№ проекта РНП 2.1.1.3615).



Рис. 3. Спектры КРС гетероструктур с самоформирующимися островками GeSi(001), выращенных при $T_g =$ 800 °С, измеренные в центре островков (*a*) и между островками (*б*). Время роста t_g 15 с (*1*), 30 с (*2*), 1 мин (*3*), 2 мин (*4*), 4 мин (*5*) и 5 мин (*б*).

1. *Shiraki, Y.* Fabrication technology of SiGe heterostructures and their properties / Y. Shiraki, A. Sakai // Surf. Sci. Rep., 2005. V. 59, №7–8. P. 153–207.

2. *Krasil'nik*, *Z.F.* The elastic strain and composition of self-assembled GeSi islands on Si(001) / Z.F. Krasil'nik, N.V. Vostokov, S.A. Gusev et al. // Thin Solid Films, 2000. V. 367, №2. P. 171–175.

3. Востоков, Н.В. Упругие напряжения и состав самоорганизующихся наноостровков GeSi на Si (001) / Н.В. Востоков, С.А. Гусев, И.В. Долгов и др. / ФТП., 2000. Т. 34, №1. С. 8–13.

4. *Maximov, G.A.* Composition Analysis of Single GeSi/Si Nanoclusters by Scanning Auger Microscopy / G.A. Maximov, Z.F. Krasil'nik, A.V. Novikov et al. // Nanophysics, Nanoclusters, and Nanodevices / Ed. K.S.Gehar. NY: Nova Science, 2006. P. 87–123.

5. Филатов, Д.О. Морфология и фотолюминесценция самоформирующихся наноостровков GeSi/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде германа / Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков и др. // Изв. РАН. Сер. физ., 2008. Т. 72, №2. С. 267–270.

6. Филатов, Д.О. Фотолюминесценция наноостровков GeSi/Si, формирующихся в процессе сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии в среде германа / Д.О. Филатов, М.В. Круглова, М.А. Исаков и др. // ФПП., 2008. Т. 42, № 9. С. 1116–1121.

7. *Webb, R.H.* Confocal optical microscopy / R.H. Webb // Rep. Prog. Phys., 1996. V.59, №4. P. 427–471.

8. *Groenen, J.* Phonons as probes in self-organized SiGe islands / J. Groenen, R. Carles, S. Christiansen et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71, №17. P. 3856–3858.

Оптические и электрические свойства вертикально упорядоченных массивов нановключений кремния в оксиде с высокой диэлектрической проницаемостью

А.В. Ершов¹, А.И. Машин¹, Д.И. Тетельбаум²

¹ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород. ² НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород.

e-mail: ershov@phys.unn.ru

Одним из направлений современных исследований наноразмерного кремния является получение и изучение свойств системы нанокристаллов (НК) Si в диэлектрической матрице с целью повышения излучательной способности непрямозонного полупроводника за счет квантового конфайнмента. В работе [1] был предложен метод получения системы НК Si, периодически разделенных нанослоями SiO₂ в направлении роста, путем формирования аморфных сверхрешеток SiO/SiO₂ и последующего высокотемпературного отжига. Этот метод позволяет получать нанокристаллы Si, расположенные в диоксидной матрице в виде вертикально упорядоченных массивов, и обеспечивает независимый контроль размеров, распределения и плотности НК.

С другой стороны, сейчас активно изучаются ультратонкие (1–10 нм) слои оксидов с высокой диэлектрической проницаемостью (*high-k-*диэлектрики) [2], такие как HfO₂, ZrO₂, Al₂O₃, перспективные для замены SiO₂ в качестве подзатворного диэлектрика Si-MOП-нанотранзисторов.

В докладе представлен обзор результатов наших экспериментальных исследований по оптическим и электрическим свойствам многослойных (до 70 слоев) нанопериодических (5–20 нм) структур (МНС) «аморфный кремний (*a*-Si) или аморфный субоксид кремния (*a*-SiO_x) / *high k*-оксид». В качестве *high k*-оксида применялись слои Al₂O₃ и ZrO₂. Структуры были получены испарением в вакууме ~ 10^{-4} Па. В качестве модифицирующих свойства структур факторов рассматривались: параметры периодичности МНС, высокотемпературный отжиг (ВТО), гидрогенизация, ионнолучевое легирование.

Контроль периодичности МНС осуществлялся с помощью малоугловой рентгеновской дифракции. ВТО, имевший целью формирование НК Si в оксидной матрице, проводился в атмосфере осушенного азота при температурах 500–1100 °С в течение 0.5–3 часов. Схема модификации структуры МНС при ВТО приведена на рис. 1. Ионнолучевое легирование бором и фосфором отожженных и неотожженных наноструктур осуществлялось с использованием имплантера ИЛУ-200. Гидрогенизация проводилась путем отжига образцов в молекулярном водороде при атмосферном давлении при температурах 400–600 °С в течение 0.5–2 часов.

Рассматриваются результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ), комбинационного рассеяния света (КРС), ИК-спектроскопии, атомносиловой микроскопии (ACM) и электронного транспорта в структурах. Спектры ФЛ измерялись при возбуждении импульсным азотным (337 нм) и непрерывным аргоновым лазерами (488 нм) при комнатной температуре.



Рис. 1. Схема структурно-фазовой модификации МНС при ВТО.

Обнаружено, что после ВТО при температурах 1000–1100 °С МНС a-SiO_x/high k-оксид характеризуются размерно-зависимой ФЛ (рис. 2), связанной с нанокристаллами Si, сформированными в кремнийсодержащих слоях многослойных структур. Размеры нанокристаллов (3–5 нм), не превышали толщину исходных слоев SiO_x.



Рис. 2. Спектры ФЛ МНС *a*-SiO_x/ZrO₂ с периодом 4/2 нм (кривая *1*) и 8/2 нм (2), отожженных при 1000 °С.

Интенсивность этой полосы ФЛ с максимумами при 750–800 нм зависит от материала барьерных слоев МНС и при идентичных условиях воз-
буждения в 25–50 раз ниже, чем в системе HK Si с SiO₂-барьерами, полученной при подобных условиях (рис. 3). Оптимальные условия проведения ВТО для получения максимально интенсивной ФЛ в полосе 700–850 нм также определяются типом оксида (рис. 3). Влияние типа материала оксидных слоев на свойства наноструктур объясняется с позиций химического взаимодействия кремния с оксидом и образованием промежуточного по составу переходного слоя на гетерограницах МНС при ВТО.



Рис. 3. Сравнительные спектры ФЛ МНС *a*-SiO_x/оксид, полученных при «оптимальных» условиях.

Обсуждается влияние переходных слоев переменного состава на границе раздела high kоксид/НК Si, формирующихся в процессе высокотемпературного отжига, на оптические свойства МНС. Образование переходного слоя особенно сильно проявляется после ВТО в МНС «аморфный кремний (a-Si) /high k-оксид», т. е. при «прямом» контакте кремния с оксидом. Это приводит к меньшей толщине кремниевого слоя, к уменьшенным (по сравнению с исходной толщиной слоев) размерам НК и к отсутствию ФЛ, характерной для НК Si с размерами 3-5 нм. Для этих наноструктур обнаружена коротковолновая ФЛ (около 500 нм), которая связана с излучением вакансионных дефектов high k-диэлектрика и малых (с диаметром менее 2 нм) НК кремния. Анализ данных по ИКспектроскопии показал, что переходный слой на гетерограницах структур представляет собой силикатное соединение.

Исследования температурной зависимости спектров ФЛ в области 9–300 К показали, что для МНС SiO_x/оксид, отожженных при оптимальных условиях формирования НК Si, поведение положения длинноволнового пика и интенсивности ФЛ идентично таковому для пористого кремния. Такое поведение объясняется в рамках модели размерного эффекта и подтверждает происхождение ФЛ от НК кремния.

Формирование нанокристаллов кремния в МНС «аморфные кремний (*a*-Si) или субоксид кремния (*a*-SiO_x)/*high k*-оксид» подтверждается и результатами по КРС. Оба типа МНС после ВТО при 1000 и 1100 °С имели характерные пики рассеяния при 511–520 см⁻¹, соответствующие ТО-фононным модам низкоразмерного кристаллического кремния.

Рассматриваются влияние интерфейсных безызлучательных дефектов типа оборванной связи на ФЛ и их пассивация при гидрогенизации. Гидрогенизация МНС отжигом в молекулярном водороде при 400 и 500 °С приводит к росту интенсивности ФЛ (рис. 4), что обусловлено пассивацией дефектных состояний.



Рис. 4. Влияние гидрогенизации на $\Phi Л$ МНС a-SiO_x/Al₂O₃, отожженных при 1100 °C

Анализируются данные по влиянию ионнолучевого легирования МНС бором и фосфором на люминесцентные свойства наноструктур. Легирование приводит как к усилению, так и к ослаблению интенсивности ФЛ в разных областях спектра, что в общем случае связано с образованием излучательных и безызлучательных дефектов и с эффектом легирования нановключений.

Обсуждается возможность использования МНС как объекта, позволяющего частично упорядочить массивы НК, отделяя барьерами заданной толщины слои, содержащие нанокристаллы с различными диаметрами. Это, в свою очередь, дает возможность изучать явления энергообмена между НК в массивах с распределенными по диаметру квантовыми точками, разделенными диэлектрическими барьерами с различной степенью туннельной прозрачности.

Обсуждаются также возможные применения системы НК Si/high k-оксид, в частности, для оптических и оптоэлектронных применений, как среды с высокой эффективной диэлектрической проницаемостью.

Получены данные по вертикальному электронному транспорту, которые согласуются с оптическими свойствами вертикально упорядоченных наноструктур и объясняются с позиции модели электропереноса через цепочку полупроводниковых наногранул в области напряжений, при которых имеет место кулоновская блокада туннелирования [3].

Работа выполнена частично в рамках АВЦП (РНП 2.1.1.,933), ФЦП (ГК №П1414 и ГК №П2086), гранта РФФИ (09-02-01365-а).

1. Zacharias M., Heitmann J., Scholz R., Kahler U., Schmidt M., and Bläsing J. // Appl. Phys.Lett. **80**, 661 (2002).

2. Wilk G.D., Wallace R.M., and Anthony J.M. // J. Appl. Phys., 89, 5243 (2001).

3. Демидов Е.С., Демидова Н.Е., Карзанов В.В., Марков К.А., Сдобняков В.В. // ФТП. **51**, 1894 (2009).

Проблемы МДП электроники на основе Ge и полупроводников типа A3B5

И.Г. Неизвестный

Институт физики полупроводников СО РАН, ул. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск. e-mail:neizv@isp.nsc.ru

Одной из основных задач современной полупроводниковой электроники является увеличение быстродействия основных активных приборов ИС. Таким общепринятым прибором с начала 60-х годов прошлого столетия является Si полевой транзистор с изолированным затвором – МДПТ (металл – диэлектрик – полупроводник – транзистор). Исходя из положения, что граничная частота $f_{\rm T} \sim \mu/L_k$, на протяжении последних 40 лет основным способом для увеличения быстродействия является *уменьшение длины канала транзистора* – L_k (рис. 1)



Рис. 1. Для ослабления нежелательных короткоканальных эффектов применяются изменение профиля легирования при формировании исток/стоковых областей в горизонтальном направлении (расширение И/С, ореол) и изменение профиля легирования области канала.

В то же время оказалось, что с каждым шагом в сторону уменьшения размеров канала увеличивается влияние *короткоканальных* эффектов. Основными из них являются:

1) уменьшение порогового напряжения,

2) увеличение вероятности прокола между истоком и стоком,

 увеличение последовательного сопротивления истока и стока,

4) уменьшение подвижности в канале.

Для предотвращения возникающей при уменьшении длины канала деградации характеристик МДП и устранения причин этих нежелательных эффектов потребовался целый ряд новых конструктивных и технологических решений, кратко отмеченных на рис. 1 и более подробно описанных в [1, 2].

При достижении длины канала 90–65 нм становятся всё сложнее и дороже описанные выше технологии, применяемые для борьбы с коротко канальными эффектами. Около 10 лет тому назад исследователи, а затем и технологи стали использовать воздействие механического напряжения на область канала для увеличения подвижности носителей заряда. Применяемые при этом технологии и полученные результаты подробно рассмотрены в обзоре [3]. Все вышеперечисленные способы увеличения быстродействия Si МДПТ были использованы в конструкции 45-нанометрового транзистора, а затем и в КМОП структур, разработанной фирмой Intel в 2008 году [4].

В то же время разработчики ведущих полупроводниковых фирм стали всё чаще исследовать возможность использовать в качестве материала для канала транзистора полупроводники с более высокой, чем у кремния, подвижностью носителей заряда. Наиболее подходящим для этой цели оказался германий. Дело в том, что в сплаве с кремнием этот материал довольно давно используется в планарной кремниевой технологии. Эпитаксиально выращенный над каналом добавочный тонкий слой GeSi, в сочетании с механическим напряжением, приводит к увеличению эффективной подвижности в канале [5].



Рис. 2. Изменение подвижности в канале для Р-МДПТ при введении слоя GeSi и воздействии механического сжатия на область канала.

С точки зрения разработчиков кремниевой планарной технологии введение Ge должно «вписываться» в имеющуюся Si планарную КМОМ схему с минимальными нововведениями. Этого требует прежде всего экономическая сторона вопроса. Главной же задачей в большинстве работ ставится формирование совершенной границы раздела германий - подзатворный диэлектрик, которая и определяет параметры МДПТ. В качестве примера можно привести работу [6], где рассматривается механизм формирования указанной границы при нанесении слоя GeSi с большим содержанием Ge на SiO_2 , которая и участвует в создании слоя окисла Ge. Этой же проблеме посвящена и работа [7], где указанные проблемы решаются термической оксидацией германия. В работе [8] используется нанесение оксинитрида (GeO_xN_y) качестве пассиватора в структуре Ge-нав изоляторе. Авторы [9], пожалуй, наиболее близко подошли к решению введения германия в кремниевую планарную технологию, добавя в рассмотрение кроме вышеперечисленных способов ещё и использование диэлектрика с высокой диэлектрической постоянной (HfO₂). Их результаты по увеличению подвижности, приведённые на рис. 3, по-видимому, лучшие в этой серии работ.



Рис. 3. Подвижность электронов в Ge n-МДПТ [9]

В 70-х годах прошлого столетия в Институте физики полупроводников была проведена разработка «замкнутой» технологии германиевого МДП-транзистора [9, 10]. Прежде всего был проведен широкий поиск диэлектриков с минимальной генерацией поверхностных состояний на поверхности германия (рис. 4).



Рис. 4. Зависимость плотности ПС в запрещенной зоне германия для раных диэлектриков [14].

Необходимо напомнить, что практически всегда подслоем для всех диэлектриков служил тонкий слой GeO₂. Отметим также, что нанесение указанных диэлектриков проводилось при пониженных по сравнению с кремниевой технологией температурах. Наличие нитрида кремния определило высокую стабильность параметров, полученных на основе этой МДП-системы транзисторов с изолированным затвором [15] и большую подвижность (рис. 5).



Рис. 5. Зависимость дрейфовой подвижности электронов от их концентрации в канале [9].

В настоящее время опубликован ряд работ по разработке МДПТ на полупроводниках A3B5 с использованием различных диэлектриков [11, 12], демонстрирующих высокие параметры границы раздела.



Рис. 6. Граница раздела InGaAs- Ga₂O₃(Gd₂O₃)/Si₃N₄



Рис. 7. Граница раздела GaAs-HfO_x N_y – HfO₂

1. *Красников Г.Я.* «Конструктивно-технологические особенности субмикронных МОП-транзисторов». М.: Техносфера, 2002 (Ч. 1); 2004 (Ч. 2).

2. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г. «Наноструктуры: физика, технология, применение» /Новосибирск, НГТУ, 2008 г.

3. Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. «Использование напряжённого кремния в МДП-транзисторах и КМОПструктурах» / Микроэлектроника. Т. 38, № 2, С. 83–98, 2009.

4. *James D.* "Intel's evolution: Strained silicon to high*k* and metal gate" /Sol.St.Tech. November 2007.

5. Wen-Shiang Liao et al. "PMOS Hole Mobility Enhancement Through SiGe Conductive Channel and Highly Compressive ILD-SiN_x Stressing Layer" /IEEE Electr. Dev. Lett. **29** \mathbb{N} 1, January 2008. P. 86–88.

6. *Balakumar S. et al.* "SiGeO layer formation mechanism at the SiGe/oxide interface during Ge condensation". Appl. Phys. Lett. **90**, 032111 (2007).

7. *Hiroshi Matsubara et al.* "Evidence of low interface trap density in GeO_2 / Ge metal-oxide-semiconductor structures fabricated by thermal oxidation" /Appl. Phys. Lett. **90**, 032104 (2008).

8. Signamarcheix T. et al. "Germanium oxynitrid (Ge- o_xN_y) as a back interface passivation layer for Germaniumon-insulatorsubstrate" / Appl. Phys. Lettlv. **93**, 022109 (2008).

9. Rzhanov A.V., Neizvestny I.G. "Germanium MIS structure" / Thin Sol. Films. 58, 327–42 (1979).

10. Дон К.З., Неизвестный И.Г., Овсюк В.Н., Ржанов А.В. «Германиевый МДП-транзистор / Микроэлектроника, 1976. Т. 5, вып. 4, С. 363–366.

11. Zheng J.F. and Tsai W. InGaAs- $Ga_2O_3(Gd_2O_3)$ / Si_3N_4 –MOSFET with channal inversion. / Appl. Phys. Lett. **91**, 223502 (2007).

12. Dalapati G.K., Sridhara A., Wong A.S.W., Chia C.K., and Chi D.Z. HfO_xN_y gate dielectric on p-GaAs /Appl. Phys. Lett. **94**, 073502 (2009).

Электрофизические свойства нитевидных полупроводниковых кристаллов

А.Н. Титков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург. e-mail: Alexander.Titkov@mail.ioffe.ru

В последнее десятилетие наблюдается значительный прогресс в получении нитевидных полупроводниковых нанокристаллов (ННК) высокого структурного совершенства. Параллельно активно ведутся работы по развитию методов легирования ННК, созданию в них р/п переходов, формированию на их основе радиальных и продольных гетероструктур. Технология получения ННК уже вплотную подошла к формированию приборных структур с их участием. В этой связи становится актуальным изучение электрофизических свойств ННК и структур на их основе, которые пока лишены глубокого понимания.

Полезный вклад в изучение электрофизических свойств ННК могут внести исследования с привлечением локальных методов электростатической силовой микроскопии (ЭСМ) - одной из ветвей атомно-силовой микроскопии (АСМ). Важным достоинством данных методов является возможность изучения индивидуальных ННК из ансамбля, выращенных на подложке. Это позволяет изучать зависимости интересующих свойств ННК от их конкретных параметров, например длины и диаметра, конкретной формы и структуры, характера легирования, особенностей формирования ННК в данном месте ростовой подложки и др. Простота доступа зонда атомно-силового микроскопа (зонд АСМ) к индивидуальному ННК позволяет существенно увеличить число исследуемых ННК и тем улучшить статистику результатов по сравнению, например, с методом отделения индивидуальных ННК от подложки и переноса их с последующей фиксацией на проводящих контактных площадках на изолирующей подложке. Даже в этой геометрии эксперимента (транзисторной геометрии) весьма полезным может оказаться использование зонда АСМ, который будет выполнять функцию плавающего затвора.

Функциональные возможности методов ЭСМ основываются на возможностях получения продольных вольт-амперных характеристик (ВАХ) индивидуальных ННК (метод определения сопротивления растекания в контакте зонд АСМ – верхнее окончание ННК) и определения распределения зарядов и потенциалов на поверхности и в объеме ННК (метод кельвин-микроскопии). При создании устойчивого электрического контакта зонда АСМ с вершиной ННК, что осуществимо, можно получать продольные ВАХ от индивидуальных ННК, сохраняющих ростовой контакт с подложкой, т.е. избирательно изучать свойства ННК в ростовом ансамбле, не удаляя их с подложки. Эти измерения позволяют определять тип и уровень легирования ННК, их сопротивление в зависимости от интересующих параметров ННК, могут также позволить изучение влияния поверхностных состояний на электрические свойства ННК. Действительно, существует возможность химической пассивации поверхности ННК, приводящей к уменьшению плотности поверхностных состояний, что должно влиять на характер ВАХ, получаемых после пассивации. Существующие режимы химической пассивации позволяют также прецизионно уменьшать диаметр ННК, что может оказаться полезным и при изучении распределений легирующей примеси по диаметру ННК. Роль поверхностных состояний может изучаться и с помощью сопоставительных исследований на ансамблях ННК с радиальными гетероструктурами, в которых верхний нанотонкий слой выполняет пассивирующую функцию для центрального слоя.

В случае ННК, отделенного от ростовой подложки и перенесенного на планарную поверхность, открывается возможность изучения изменения его поверхностного потенциала вдоль оси роста (кельвин-микроскопия). Встроенные электрические и гетеропереходы должны выделяться в профиле поверхностного потенциала в виде скачков на уровне десятых долей вольта, что на два порядка выше чувствительности метода. Латеральное разрешение таких измерений может достигать единиц нанометра. Кельвин-измерения на горизонтально лежащих ННК позволяют изучать и фотоэлектрические эффекты, связанные с пространственным разделением и накоплением фотовозбужденных носителей. По изменению поверхностного потенциала при освещении поверхности ННК должно выявляться и инициированное освещением изменение приповерхностного изгиба зон. Величина изменения кельвин-сигнала может дать оценку параметров приповерхностного изгиба зон и плотности поверхностных состояний, например ее изменения при пассивации.

При размещении ННК в планарной геометрии для транспортных измерений на поверхности с контактными площадками возникает удобная возможность изучения влияния на транспортные свойства упругих деформаций. Для этого под ННК должно быть сформировано углубление. В этом случае зонд АСМ может быть приведен в устойчивый контакт с серединой (или любым интересующим местом) закрепленного электрическими контактами ННК и осуществить контролируемое механическое нагружение ННК.

В докладе планируется представить обзор известных работ по изучению специфических электрофизических свойств НПК, обуславливаемых типом и уровнем легирования, характером радиального и продольного распределения легирующих примесей, наличием и параметрами электрических и гетеропереходов, повышенным влиянием поверхностных состояний, присутствием упругих деформаций. Планируется выделить результаты успешных исследований индивидуальных НПК, выполненных локальными методами электростатической силовой микроскопии. будут также представлены оригинальные зондовые исследования электрофизических свойств GaAlAs/GaAs ННК и нитевидных кристаллов Si, выполненных автором с сотрудниками.

Перспективы воздушной АСМ как метода нанодиагностики на примере специализированного метрологического комплекса

А.Л. Толстихина

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН, Ленинский пр. 59, Москва. e-mail: alla@ns.crys.ras.ru

Формирование наноразмерных объектов с помощью атомно-силовых микроскопов и контроль характеристик получаемых структур теми же приборами становятся все более востребованными при создании элементной базы наноэлектроники. В научных лабораториях для решения таких задач часто используют атомно-силовые микроскопы, работающие в воздушной среде в обычных помещениях. Однако при работе в открытой среде с неконтролируемыми воздушными потоками наблюдаются такие нежелательные процессы, как температурный дрейф сканера, изменение рабочей амплитуды свободных колебаний кантилевера и др., ведущие к возникновению дополнительных шумов и в итоге к снижению качества АСМизображений. Для обеспечения стабильных климатических условий (температуры, влажности, чистоты) при исследовании наноразмерных структур методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) в воздушной среде в секторе сканирующей зондовой микроскопии ИК РАН совместно с ИЦ-ПЯФ Росатома (г. Дубна) был разработан пилотный проект и созданы чистые гермозоны класса «TRACKPORE ROOM». В докладе обобщен накопленный опыт по созданию метрологического комплекса для АСМ и его эксплуатации, представлены результаты исследований наноразмерных материалов различного типа, свидетельствующие о новых возможностях, которые открываются при работе стандартных воздушных атомно-силовых микроскопов в условиях управляемого искусственного климата.

Технические характеристики метрологичекомплекса для АСМ. Чистая зона ского TRACKPORE ROOM-02 соответствует классу 8 ИСО(100000), TRACKPORE ROOM-05 -8 ИСО(100); они обеспечивают поддержание с высокой точностью и в различных сочетаниях температуры (в диапазоне 25±5 °C с точностью ±0.05 °С) и влажности (в диапазоне 30-70% с точностью ± 1%) в рабочей зоне [1]. В состав гермозоны входят: рабочее помещение (чистая зона), отдельный тамбур (серая зона), система обеспечения микроклимата, электротехническая часть. Высота помещений от пола до потолка составляет 2,0 м. Внутренние размеры и класс чистоты рабочих помещений определяются их назначением. В рабочем помещении бокса «TRACKPORE ROOM-02» могут одновременно размещаться и работать два микроскопа, в «TRACKPORE ROOM-05» один. Боксы целиком выполнены из светопрозрачных материалов. При конструировании использованы специальные материалы, обеспечивающие антистатическую защиту, предусмотрено

защитное заземление. Управление микроскопами осуществляется извне при помощи компьютеров. Вынесение блока управления микроскопом за пределы рабочего помещения, с одной стороны, повышает комфортность работы обслуживающего персонала, а с другой стороны, устраняет воздействие присутствия оператора на исследуемый образец в ходе эксперимента. Конструкция боксов за счет двойных стеклопакетов защищает прибор от влияния акустических шумов.

Метрологический комплекс «TRACKPORE ROOM-05» отличается прецизионным климатконтролем и усиленной антивибрационной защитой. В нем предусмотрены две степени защиты от механических помех (акустическая виброзащита всего бокса; локальный усиленный виброзащитный фундамент, гасящий колебания от здания; устранение паразитных механических колебаний с помощью специальной конструкции стола микроскопа на принципе пассивной защиты). Измерения показали, что стол гасит вибрации в диапазоне частот 40–250 Гц. Все оборудование (чистые гермозоны и микроскопы) метрологически обеспечено.

Преимущества работы атомно-силового микроскопа в условиях искусственного климата проиллюстрированы на конкретных примерах. Вопервых, это возможность поддержания чистоты поверхности образца при АСМ-измерениях сколь угодно длительное время. Во-вторых, надлежащая защита от внешних вибраций и шумов. В-третьих, высокая термостабилизация микроскопа и образца в процессе эксперимента. Требования производителей приборов: дрейф температуры окружающей среды должен составлять не более 1 °С в час. Однако типичные величины термического дрейфа в коммерческих атомно-силовых микроскопах десятки - сотни нанометров в час. Нам удалось приблизиться к максимальным возможностям использования микроскопа. В итоге это дает снижение погрешностей при долговременных измерениях и обеспечивает стабильность температуры объекта (там, где это критично, например, для сегнетоэлектриков при исследовании доменной структуры и пироэлектриков).

Наконец, поддержание и контроль влажности воздушной среды на заданном уровне в широком диапазоне значений с высокой точностью метрологически обеспечивает различного рода исследования влияния влажности на локальные физические характеристики и структуру поверхности материалов, подверженных данному воздействию. Немаловажным представляется поддержание влажности воздушной среды на регламентированных значениях, что препятствует возникновению статического заряда на поверхности диэлектрических образцов. Известно, что относительная влажность в холодный период при отсутствии искусственного увлажнения опускается существенно ниже регламентируемых значений, поэтому на диэлектрических подложках обычно накапливается электростатический заряд, который является источником артефактов АСМ-изображений [2]. Измеряемые по АСМ-изображениям метрические характеристики оказываются искаженными, т. е. наличие на поверхности статического заряда приводит к существенному снижению разрешающей способности АСМ. Проведен анализ артефактов топографических изображений, возникающих при исследовании поверхностей методом воздушной АСМ, и предложена их классификация.



Вид чистой зоны «TRACKPORE ROOM-05». На антивибрационном столе находится прибор Ntegra prima

Для ACM разработан новый эффективный способ снятия статических зарядов с поверхности диэлектриков и предотвращения его появления в ходе экспериментов, основанный на управлении параметрами искусственного климата. Критерием наличия статического заряда на поверхности диэлектрика служит характер амплитудных кривых – зависимости амплитуды колебания кантилевера от расстояния при приближении зонда к поверхности. Эти кривые разительно отличаются друг от друга при наличии и отсутствии статического электричества на поверхности диэлектрика (измерение обеих кривых осуществлялось при одинаковых условиях съемки).

Особенно следует отметить принципиально новый уровень достоверности результатов, получаемых при изучении диэлектрических материалов и сверхгладких наноструктурированных поверхностей. Комплексное исследование шероховатости наноструктурированных поверхностей методами атомно-силовой микроскопии, рентгеновского рассеяния и дифференциального рассеяния света показали хорошее соответствие результатов измерений [3].

Заключение. Впервые для атомно-силовой микроскопии разработан и сконструирован высокотехнологичный комплекс на основе чистых гермозон класса TRACKPORE ROOM, отличающийся от обычных чистых зон расширенными функциями по управлению искусственным климатом и повышенной виброзащитой. В условиях резкоконтинентального климата России для воздушной атомно-силовой микроскопии это дает несомненные преимущества. Особенно важны они при использовании микроскопа в качестве средства измерения в нанометровом диапазоне размеров и инструмента нанотехнологий. Преимущества метрологического комплекса для АСМ продемонстрированы на широком круге исследуемых объектов разной природы, имеющих различный масштаб поверхностной структурной неоднородности. Возможность проводить долговременные измерения, например при работе с сегнетоэлектрическими кристаллами и пленками, является необходимым условием для создания регулярных доменных структур и изучения процессов переключения с помощью зонда атомно-силового микроскопа.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 08-02-00600).

1. Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В. и др. Чистые боксы с искусственным климатом для атомно-силовой микроскопии: новые возможности для диагностики наноразмерных объектов // Микроэлектроника. 2009. №2. С. 122–129.

2. Толстихина А.Л., Гайнутдинов Р.В. и др. Специфические артефакты топографических изображений диэлектрических материалов в атомно-силовой микроскопии. // Кристаллография. 2007. Т. 52, №5. С. 939– 946.

3. Занавескин М.Л., Рощин Б.С. и др. Связь шероховатости подложки с потерями света на интерференционных зеркальных покрытиях // Кристаллография. 2008. Т.53, №4. С.730–736.

Исследование структурных превращений на поверхности Cu(110) при адсорбции хлора

Б.В. Андрюшечкин¹, В.В. Черкез^{1,2}, Е.В. Гладченко^{1,3}, Б. Киррен², К.Н. Ельцов¹

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва.

² Университет Анри Пуанкаре, Нанси, Франция.

³ Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл.

e-mail: andrush@kapella.gpi.ru

Интерес исследователей к изучению взаимодействия галогенов с поверхностями металлов связан с важностью такого вида реакций в ряде промышленных каталитических процессах, а также процессах коррозии и сухого травления. Особый интерес представляют системы галоген металл, в которых под действием адсорбированного галогена происходит реконструкция подложки, что, в свою очередь, может ускорять или замедлять разрушение поверхности металла, существенным образом менять поверхностные свойства катализатора. Примером такой системы является адсорбция хлора на поверхность меди (110). Данная система была изучена до этого в ряде работ [1]. Было показано, что поверхность меди претерпевает структурные изменения, однако детальный механизм этой реакции на атомном уровне до сих пор оставался неясным.

В настоящей работе представлены результаты исследования адсорбции молекулярного хлора на поверхность меди (110), выполненные методами сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), дифракции медленных электронов (ДМЭ) и теоретических ab initio расчетов, основанных на теории функционала плотности (ТФП). В результате проделанной работы нам удалось построить структурные модели для всех наблюдаемых реконструкций поверхности.

Все исследования проводились в условиях сверхвысокого вакуума (остаточное давление газов в камере менее 1×10^{-10} Topp). Адсорбция хлора осуществлялась при комнатной температуре, а исследования полученных структур проводились в температурном диапазоне 5÷300 К. Для теоретических расчетов использовался пакет программ VASP.

Как показывают наши СТМ-исследования, первые атомы хлора адсорбируются на атомных ступенях и лишь после заполнения всех ступеней хлор начинает заполнять атомные террасы.

Нами было определено предпочтительное место адсорбции хлора на поверхности Cu(110) внутри террас. Расчеты ТФП показали, что минимум энергии соответствует положениям shortbridge (короткая мостиковая позиция). Результаты расчетов оказались в полном согласии с СТМисследованием поверхности при 5 К, покрытой сверхмалым количеством хлора, когда удалось получить атомное разрешение подложки одновременно с изображением отдельных атомов хлора, адсорбированных на ней (рис. 1, *a*). Интересной особенностью является то, что атомы хлора расположены на поверхности не хаотически. Как видно на рис. 1, б, атомы хлора стремятся образовать линейные цепочки с преимущественной ориентацией вдоль направления [001]. Кроме того, в перпендикулярном направлении [1-10] цепочки расположены квазипериодически со средним периодом 1.2–1.5 нм.



Рис. 1. СТМ-изображения (5 К) поверхности Cu(110), покрытой сверхмалой дозой адсорбированного хлора: a – расположение адсорбированных атомов хлора относительно решетки подложки (6.5×6.5 нм); δ – формирование линейных цепочек атомами хлора (22×22 нм).

Одновременно с появлением атомов хлора внутри террас от ступеней начинает зарождаться реконструкция поверхности, при которой из верхнего слоя подложки удаляются плотноупакованные ряды меди, параллельные направлению [1-10] (missing-row reconstruction). В результате на поверхности формируется периодическая структура борозд, разделяющих участки поверхности, покрытые атомами хлора (рис. 2, *a*). Нужно заметить, что атомы в данной структуре сохраняют



Рис. 2. СТМ-изображение реконструированной поверхности Cu(110) (8×8 нм): a – реконструкция missing-row reconstruction, доминирующая при степени покрытия $\Theta < 0.33$ MC, 5K; δ – реконструкция «разреженных стенок», возникающая на поверхности при $\Theta > 0.33$ MC, 5÷300 К.

достаточно высокую подвижность при комнатной температуре, поэтому структурные исследования необходимо проводить при пониженных температурах (T < 190 K) с целью уменьшения подвижности поверхностного слоя.

Одновременно с возникновением описанной выше реконструкции (missing-row reconstruction) на поверхности зарождается другая реконструкция, которая выглядит в СТМ как периодическая система разреженных стенок, разделяющих антифазные домены со структурой с(2×2) (рис. 2, б). При достижении степени покрытия чуть большей 0.33 МС именно такой вид реконструкции оказывается предпочтительным, и она замещает на поверхности реконструкцию типа missing-row. Дальнейшее увеличение степени покрытия сопровождается уширением доменов с(2×2), и соответственно увеличением периода разреженных стенок. При степени покрытия $\Theta = 0.5$ MC на поверхности формируется соразмерная решетка c(2×2).

Дальнейшая адсорбция хлора приводит к сжатию решетки $c(2\times 2)$ вдоль направления [1-10]. Первоначально сжатие носит локальный характер и концентрируется вокруг отдельных атомов хлора, внедренных в решетку $c(2\times 2)$. Подобные дефекты внедрения обладают чрезвычайно высокой подвижностью, и их наблюдение возможно только при сверхнизких температурах (5 К). По мере увеличения концентрации дефектов внедрения вся решетка $c(2\times 2)$ оказывается сжатой вдоль направления [1-10] (рис. 3, *а*). При этом весь поверхностный слой обладает высокой подвижностью, что делает весьма затруднительным получение СТМизображений при комнатной температуре.



Рис. 3. СТМ-изображение поверхности Cu(110) (8×8 нм): a – сжатая решетка c(2×2) при T = 300 K, на вкладке показан фурье-образ изображения с характерными для сжатой решетки расщепленными пятнами; δ – реконструкция поверхности, возникающая при охлаждении сжатой решетки c(2×2) до T < 80K.

При охлаждении сжатой решетки с (2×2) до температуры ниже 80 К на поверхности начинает формироваться новый тип реконструкции, которую можно отнести к типу added-row reconstruction (т. е. реконструкция добавленных рядов). При этом на террасах подложки появляются ряды атомов меди, параллельные направлению [001], ряды группируются по четыре; атомы хлора располагаются сверху и формируют простую решетку $p(1\times 2)$ (рис. 3, δ).

При степени покрытия $\Theta = 0.65$ MC сжатие решетки с(2×2) переходит в фасетирование поверхности. Образуются участки плоскостей (210)

различной ширины, покрытые слоем хлора. Насыщенный монослой хлора на поверхности Cu(110) представляет собой полностью фасетированную поверхность (рис. 4).



Рис. 4. СТМ-изображение (600×600 нм) полностью фасетированной поверхности Cu(110) (*a*) и СТМ-изображение (16×16 нм) отдельной фасетки с атомным разрешением на боковой грани (δ); *в* – профиль высоты, проведенный вдоль черной линии на рис. δ .

Таким образом, в работе установлено:

- первоначальная адсорбция атомов хлора на поверхности меди (110) осуществляется на краях атомных ступеней;
- после заполнения всех краев ступеней начинается адсорбция хлора внутри террас;
- предпочтительным местом адсорбции хлора является положение short-bridge (короткая мостиковая позиция);
- реконструкция поверхности начинается сразу после заполнения краев атомных ступеней и появления атомов хлора внутри террас;
- в ходе формирования насыщенного монослоя хлора поверхность претерпевает четыре типа реконструкции в зависимости от степени покрытия хлором;
- при достижении насыщенного покрытия хлором поверхность меди оказывается полностью фасетированной, причем ориентация новых плоскостей соответствует {210}.

1. *Carley, A. F.* A low energy pathway to CuCl2 at Cu(110) surfaces / A.F. Carley et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2009. Vol. 11. P. 10899–10907; и ссылки к ней.

Сегментация наноразмерных структур на цифровых микроскопических изображениях

О.В. Карбань¹, Д.В. Хлопов², С.И. Леесмент³, О.М. Немцова², И.В. Журбин²

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Моховая 11/7.

²Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, Кирова, 132.

³ЗАО "Нанотехнология -МДТ", Зеленоград, корп. 100.

e-mail: ocsa123@yahoo.com

В последние годы огромное внимание уделяется исследованию наноструктурных материалов и развитию методов их диагностики, таким как сканирующая зондовая микроскопия (СЗМ) и различным модификациям просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии. При диагностике материалов часто возникает задача получения информации о количестве, форме и размерах элементов наноструктуры.

Получаемые микроскопические изображения обладают различной информативностью: пространственным разрешением, степенью детализации, контрастностью, формой фоновой поверхности и т.д. Характерной особенностью таких изображений является наличие различных по степени яркости объектов и их частичное перекрытие. Кроме того, изображения, полученные методом сканирующей зондовой микроскопии, в отличие от данных электронной микроскопии, как правило, обладают неоднородным фоном, что затрудняет устойчивое сегментирование объектов. Задача сегментации СЗМ-изображений зачастую дополнительно усложняется потерей данных на отдельных строках, параллельных направлению сканирования, вследствие временной потери контакта между зондом и образцом, проявляющейся в виде строчных «выбросов», а также размытием объектов на исходных изображениях, обусловленным слабовыраженным взаимодействием зонд-образец. Поэтому необходим единый подход, позволяющий выделять структурные единицы на изображениях с различным пространственным разрешением, степенью детализации и контрастом.

В этой связи для восстановления данных на участках строчных «выбросов» предлагается использовать сплайн-интерполяцию, построенную по значениям, взятым из некоторой окрестности искаженной строки. В рамках данного подхода требуется решить ряд подзадач:

а) локализовать искаженные участки строк;

б) определить точки окрестности, используемые для построения сплайна.

При решении задачи локализации искаженных участков будем исходить из того, что для рассматриваемого класса изображений в условиях отсутствия искажений характерно относительное постоянство диапазона значений частных производных функции яркости по различным направлениям дифференцирования. Скачкообразное же изменение среднего значения яркости в искаженных строках нарушает это свойство: на их границах градиент достигает своих максимальных значений. Данное свойство может быть использовано для обнаружения таких строк. С этой целью производится свертка изображения в вертикальном и горизонтальном направлениях с матрицами:

-1 2 -1 -1 2 -1 -1 2 -1	И	-1 -1 -1 2 2 2 -1 -1 -1
-------------------------------	---	-------------------------------

В результате такой свертки изображения будут отражать пространственное распределение градиента яркости для горизонтального и вертикального направлений дифференцирования. По полученным изображениям определяются диапазоны градиента яркости по каждому направлению. Далее, на изображении свертки в направлении, перпендикулярном линии строчных «выбросов», исключаются из рассмотрения точки, в которых значение градиента яркости меньше максимального в направлении, параллельном линии строчных «выбросов». Оставшиеся точки будут соответствовать искаженным областям.

Значения в точках линий строчных «выбросов» восстанавливаются с помощью сплайнаппроксимации функции яркости исходного изображения по точкам окрестности.

На следующем этапе предварительной обработки изображений – уменьшения эффекта размытия объектов – используется самосогласованный ранговый фильтр высоких частот (СРФ), осуществляющий следующее преобразование исходного изображения:

 $F_R(x,y) = F_O(x,y) + LE_{LX,LY}(F_O(x,y))/K_N,$

где $F_R(x,y)$ – результирующая матрица; $F_O(x,y)$ – исходное изображение; $LE_{LX,LY}(F_O(x,y))$ – процедура локальной эквилизации исходного изображения с окном *LX*, *LY*, определяемым корреляционными длинами в соответствующих направлениях; K_N – коэффициент компенсации «размытия». СРФ позволяет повысить контрастность границ объектов и упрощает дальнейшую сегментацию изображения.

Для сегментации изображений используется метод выделения объектов на основе локальных минимумов [1]. Предложено решающее правило a(x, y) регистрации локальных минимумов функции яркости B(x, y) от координат (x, y):

$$\alpha(x, y) = \begin{cases} 1, & ecnu \quad \exists \quad i = 1, 2, 3, 4: & |delta(x, y, i)| > \varepsilon, \\ 0, & e & npomubhom & cnyuae, \end{cases}$$

где *delta* – функция отклонения среднего значения яркости точек на концах *i*-го направления (рис. 1) от значения яркости в центре апертуры:

$$delta(x, y, i) = \frac{B(x + dx_i, y + dy_i) + B(x - dx_i, y - dy_i)}{2} - B(x, y) ,$$

Функция яркости B(x, y) принимает значения от 0 до B_{max} , проранжированные с некоторым шагом, dx и dy – поля отклонений от центра апертуры по координатам x и y для каждого направления, r – радиус апертуры (может изменяться от 1 до 10 точек); i – номер направления; ε – пороговое значение. Очередность направления осуществляется в произвольном порядке до выполнения условия $\alpha(x, y) = 1$.



Рис. 1. Окрестности центральной точки. Выбор пары точек, симметричных относительно центральной точки в горизонтальном, вертикальном, диагональных левом и правом направлениях.

Таким образом, выделение границ производится согласно выражению

$$R(x,y) = B_{max} \cdot (1 - \alpha(x,y)) ,$$

где (x, y) – координаты всех точек обрабатываемого изображения. Результат такой обработки – сегментированное бинарное изображение.

Тестирование разработанных алгоритмов было проведено с помощью оригинальной системы 3D-моделирования наноструктурных объектов [2]. Изображения, синтезированные на основе предложенной модели, обладают свойствами, присущими реальным C3M-изображениям (рис. 2, a). Дополнительно имитировалась потеря части данных в строках, а также размытие объектов (рис. 2, δ). Наличие количественных характеристик позволяет использовать модель для оценки и верификации методов и программных средств обработки микроскопических изображений.

Результирующее изображение, полученное в результате последовательного применения предлагаемых алгоритмов, представлено на рис. 2, *в*, *е*.

Данный метод обеспечивает эффективное определение контуров объектов на цифровых изображениях, обладающих различной информативностью (частичное перекрытие смежных объектов и неоднородный рельеф фона, размытие). Предполагается, что разработанный подход сегментации цифровых изображений наноструктур может быть использован в различных областях, например, для морфологического и текстурного анализа материалов (микроскопические исследования), изображений гистологических объектов для решения задач диагностики заболеваний, а также для анализа данных дистанционного зондирования и геофизических исследований.

1. Хлопов Д.В., Карбань О.В., Леесмент С.И. Способ выделения контуров объектов на цифровых изображениях на основе локальных минимумов: Заявка на изобретение № 2009126762/09 от 14.07.09.

2. Карбань О.В., Немцова О.М., Смурыгин А.В., Телегина М.В., Хлопов Д.В. Метод выделения контуров областей с характерными локальными свойствами при диагностике объектов и материалов // Труды Первой международной конференции "Трехмерная визуализация научной, технической и социальной реальности. Кластерные технологии моделирования". Ижевск: АНО "Ижевский институт компьютерных исследований". 2009. С. 162–166.



Рис. 2. Изображение: *а* – модельное, *б* – имитация потери части данных в строках и размытия объектов, *в* – после фильтрации, *г* – после сегментации объектов.

Исследование локальной плотности электронных состояний в квантовых кольцах InGaAs/GaAs методом комбинированной ACM/CTM

Д.О. Филатов¹, П.А. Бородин², А.А. Бухараев²

¹ Нижегородский государственный университет, пр-т Гагарина 23, Нижний Новгород.
² Казанский физико-технический институт КНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань. e-mail: dmitry filatov@inbox.ru

Методы сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) широко применяются для исследования морфологии полупроводниковых наноструктур. В последнее время метод СТМ в сверхвысоком вакууме (СВВ) всё шире применяется для исследования энергетического спектра и пространственного распределения локальной плотности состояний (ЛПС) в квантоворазмерных гетероструктурах.

В [1] методом СВВ СТМ на поперечных сколах исследована ЛПС в квантовых ямах (КЯ) InAs/GaSb(001).

В [2] методом СВВ СТМ *in situ* исследовано пространственное распределение ЛПС в поверхностных квантовых точках (КТ) InAs/GaAs(001).

В [3] для исследования ЛПС в поверхностных КТ InAs/GaAs(001) впервые применен метод комбинированной СТМ/АСМ в СВВ. Были получены туннельные спектры и токовые изображения КТ, отражающие соответственно спектр размерного квантования и пространственное распределение ЛПС в КТ в плоскости подложки.

В настоящей работе методом комбинированной СТМ/АСМ в СВВ впервые исследована электронная структура самоформирующихся квантовых колец InGaAs/GaAs(001) [4]. Исследуемые структуры были выращены методом МОСгидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n^+ -GaAs(001). На поверхности буферного слоя n^+ -GaAs выращивался спейсорный слой нелегированного GaAs толщиной 3 нм, на который при 530 °С осаждался слой InAs номинальной толщиной \approx 5 монослоёв (МС). Квантовые кольца формировались в процессе заращивания КТ InAs тонким (\approx 10 нм) покровным слоем GaAs при 600 °C. Для формирования квантовых колец методом молекулярно-лучевой эпитаксии КТ заращивают тонким покровным слоем (6 ÷ 10 нм) с последующей выдержкой при \approx 600 °C в течение 10 ÷ 20 мин [4]. Особенностью процесса заращивания КТ InAs/GaAs(001) методом МОС-гидридной эпитаксии является формирование квантовых колец непосредственно в процессе заращивания [5]. Этому способствует газовая атмо-сфера в реакторе, повышающая скорость поверхностной диффузии.

Морфология поверхности выращенных структур исследовалась при помощи ACM NT-MDT Solver Pro в атмосферных условиях. На поверхности наблюдаются кольцеобразные наноструктуры различных размеров (рис. 1, а). Кольца меньшего диаметра (150-200 нм) формируются при диффузионном растворении когерентных КТ InAs/GaAs в процессе заращивания, а кольца большего диаметра - при растворении дислоцированных кластеров InGaAs, образующихся в результате коалесценции КТ в процессе роста [5]. На месте колец наименьших размеров наблюдаются только отверстия в покровном слое GaAs. На рис. 1, б приведено АСМ изображение поверхности структуры, с которой покровный слой был удалён селективным жидкостным травлением [6]. АСМ изображение было получено при помощи жидкостной ACM головки NT-MDT Smena В в капле воды. Это позволило уменьшить негативное влияние остатков травителя на качество АСМ изображения. Отметим образование кольцеобразного углубления в смачивающем слое InAs вокруг колец.





Рис. 1. АСМ-изображение поверхности гетероструктуры InGaAs/GaAs(001) с самоформирующимися квантовыми кольцами (*a*); покровный слой GaAs удалён методом селективного жидкостного травления (б).



Рис. 2. АСМ (*a*, *d*) и токовые (δ -*e*, *e*-*3*) изображения (инвертированные) самоформирующихся квантовых колец InGaAs/GaAs(001) различных размеров. Напряжение между зондом и образцом V_g 1,3 В (δ), 1,7 В (ϵ) 1,9 В (ϵ), 1,2 В (ϵ), 1,8 В (∞) и 2,4 В (3). Цифрами *l* и 2 показаны места измерения ВАХ, приведенных на рис. 3.

СТМ/АСМ-исследования проводились при помощи СВВ-комплекса Omicron Multiprobe P при комнатной температуре. Поверхность структур сканировалась Si-зондом с Pt-покрытием в контактной моде. Одновременно с топографией поверхности в каждой точке скана измерялись ВАХ контакта зонда с поверхностью структуры $I_t(V_g)$, где I_t – сила электрического тока через АСМ зонд, V_g – напряжение между АСМ-зондом и n^+ -GaAs-подложкой.

На токовых изображениях поверхности (рис. 2) наблюдалось увеличение I_t в местах контакта ACM-зонда с поверхностью квантовых колец. Увеличение I_t связано с туннелированием электронов из ACM-зонда в буферный слой n^+ -GaAs через размерно-квантованные состояния в InGaAs (см. вставку на рис. 3). Отметим, что значения I_t внутри колец и в промежутках между кольцами приблизительно равны, что свидетельствует о полном растворении КТ (кластеров).

Пространственное распределение тока через ACM-зонд по поверхности образца $I_l(x, y)$ отражает пространственное распределение ЛПС в квантовых кольцах [2, 3]. В дифференциальных ВАХ контакта ACM-зонда к поверхности колец (рис. 3, кривая 1) наблюдаются пики, соответствующие размерно-квантованным состояниям в кольцах. Менее выраженные особенности наблюдаются и на ВАХ, измеренных в кольцах большего диаметра (рис. 3, кривая 1).

Таким образом, состояния в больших кольцах также являются размерно-квантованными, несмотря на их сравнительно большие размеры. Так, из токового изображения на рис. 2, *г* следует, что наблюдаемая на нём огибающая имеет узел в радиальном направлении.



Рис. 3. Дифференциальные ВАХ контакта АСМ-зонда к поверхности квантовых колец InGaAs/GaAs. Номера кривых соответствуют точкам измерения ВАХ, показанным на рис. 2, *г* и *з*. На вставке: схема туннелирования электронов через слой InGaAs/GaAs.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (09-02-00568). Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову (НИФТИ ННГУ) за выращивание образцов.

1. Suzuki, K. Spatial Imaging of Two-Dimensional Electronic States in Semiconductor Quantum Wells / K. Suzuki, K. Kanisawa, C. Janer et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98, №13. P. 136802.

2. *Maltezopoulos, T.* Wave-Function Mapping of InAs Quantum Dots by Scanning Tunneling Spectroscopy / T. Maltezopoulos, A. Bolz, C. Meyer et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91, №19. P. 196804.

3. Бородин, П.А. Визуализация локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs методом комбинированной СТМ/АСМ / П.А. Бородин, А.А. Бухараев, Д.О. Филатов и др. // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2009. №9. С. 71–76.

4. Lorke, A. Spectroscopy of Nanoscopic Semiconductor Rings / A. Lorke, R.J. Luyken, A.O. Govorov et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84, №10. P. 2223–2226.

5. Байдусь, Н.В. Исследование процесса заращивания нанокластеров InAs в гетероструктурах с квантовыми точками GaAs/InAs, полученных методом газофазной эпитаксии / Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, Д.О. Филатов и др. // Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2000. №7. С. 71–75.

6. *Karpovich, I.A.* Investigation of the buried InAs/GaAs quantum dots by SPM combined with selective chemical etching / I.A. Karpovich, N.V. Baidus', B.N. Zvonkov et al. // PLDS. 2001. №3/4. P. 341–348.

Рентгеновская оптика в ИПТМ РАН

Д.В. Рощупкин

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, ул. Институтская, 6, Черноголовка. e-mail: rochtch@iptm.ru

В докладе рассмотрено состояние, перспективы развития и применения рентгеновской оптики в ИПТМ РАН:

 – дифракционная оптика на основе многослойных рентгеновских зеркал и кристаллов;

- рентгеновская акустооптика;

 применение рентгенооптических методов для исследования пьезоэлектрических кристаллов.

Дифракционная оптика на основе многослойных рентгеновских зеркал и кристаллов. В ИПТМ РАН активно ведутся работы по созданию дифракционных решеток на основе многослойных рентгеновских зеркал и кристаллов. Разработана технология изготовления дифракционных решеток, связанная с использование современных методов электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. На рис. 1 приведено РЭМ-изображение дифракционной решетки с периодом 2 мкм, сформированной в W/Si многослойном зеркале на поверхности подложки Si(111). В ходе плазмохимического травления «глубокая» решетка была сформирована не только в зеркале, но и в Si(111). Исследование оптических свойств дифракционных решеток было проведено в схеме трехкристального рентгеновского дифрактометра на установке Bruker D8 Discover с вращающимся медным анодом (излучение CuK_{a1}, λ=1.54 Å). На рис. 2 представлены результаты исследования дифракционных свойств решеток. Рис. 2(а) представляет карту распределения рентгеновского излучения, дифрагированного на многослойной дифракционной решетке с периодом D=2 мкм. Многослойное рентгеновское зеркало состоит из 50 пар W/Si-слоев с периодом d=44 Å. На карте можно наблюдать большое количество дифракционных сателлитов вокруг брэгговского пика. Угловая расходимость между сателлитами составляет $\delta \Theta = 0.144^{\circ}$ и определяется как $\delta \Theta = d/D$. Также на карте хорошо видны толщинные осцилляции, определяемые количеством слоев и периодом многослойного рентгеновского зеркала. На рис. 2(б) представлена карта распределения рентгеновской интенсивности, дифрагированной на дифракционной решетке с периодом 2 мкм.



Рис. 1. Дифракционная решетка с периодом 2 мкм (W/Si многослойное зеркало на подложке Si(111)).



Рис. 2. Дифракция рентгеновского излучения на решетке с периодом D=2 мкм: a - W/Si многослойное рентгеновское зеркало; $\delta - Si(111)$.

Вокруг интенсивного брэгговского пика наблюдается большое количество дифракционных сателлитов. Угловая расходимость между дифракционными сателлитами на кривой качания составляет $\delta\Theta$ =0.01°. Также на карте можно наблюдать расщепление дифракционных сателлитов, связанное с преломлением рентгеновского излучения при прохождении и дифракции на решетке.

Рентгеновская акустооптика. В настоящее время ИПТМ РАН в рамках ГК №02.527.12.0006 принимает участие в FP7 SAWHOT, направленной на создание беспроводных высокотемпературных датчиков физических величин на основе кристаллов лангасита (ЛГС, La₃Ga₅SiO₁₄). В рамках данных исследований на источнике синхротронного излучения ESRF на линии ID06 были проведены исследования распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) в У-срезе кристалла ЛГС.



Рис. 3. Дифракция рентгеновского излучения на ультразвуковой сверхрешетке в саггитальной геометрии: а схема эксперимента; б – дифракция рентгеновского излучения на ПАВ.

Исследования были проведены в саггитальной геометрии, когда волновые вектора рентгеновского излучения и ПАВ взаимно перпендикулярны. На рис. 3(а) представлена оптическая схема эксперимента. Рентгеновское излучение с энергией E=12 кэВ было выделено с помощью двойного монохроматора Si(111), который дифрагирует рентгеновское излучение в вертикальной плоскости. На расстоянии 56 м от источника излучения был расположен набор из N=27 круглых Ве преломляющих линз, которые фокусируют рентгеновское излучение на расстоянии 1.5 м. Диаметр преломляющей линзы составляет 600 мкм. Для коллимации рентгеновского излучения перед набором преломляющих линз была установлена входная щель 600×600 мкм. По вертикали размер фокуса составляет ~1 мкм. По горизонтали размер фокуса существенно больше из-за большой расходимости рентгеновского излучения в горизонтальной плоскости. На расстоянии 0.5 м от набора линз был расположен кристалл ЛГС (Ү-срез), промодулированный ПАВ с длиной волны Л=10 мкм. Расстояние от кристалла до ССД камеры, которая была расположена в фокальной плоскости, составляло 1 м. Для исследования процесса дифракции рентгеновского излучения было использовано отражение от плоскостей (100) при значении угла Брэгга Θ_В=4.156°. На рис. 3(б) представлена дифракционная картина, зарегистрированная при амплитуде входного сигнала на встречно-штыревом преобразователе (ВШП) U=15 В (амплитуда ПАВ прямо пропорциональна амплитуде входного сигнала на ВШП).

Применение рентгенооптических методов для исследования пьезоэлектрических кристаллов. В ИПТМ РАН проводятся исследования

по синтезу и исследованию структурного совершенства и физических свойств кристаллов группы лантангаллиевого силиката, которые сегодня являются самыми перспективными материалами акустоэлектроники. В данной группе материалов можно синтезировать более 350 новых кристалпов





Рис. 4. Кристалл $Ca_3TaGa_3Si_2O_{14}$, выращенный методом Чохральского: а – синтезированный кристалл; б – дифрактограмма кристалла.

На рис. 4(а) представлен 5-компонентный кристалл Ca₃TaGa₃Si₂O₁₄ (CTGS), синтезированный из расплава методом Чохральского. Кристалл CTGS обладает большими значениями пьезоэлектрических констант, что делает его привлекательным для устройств на поверхностных акустических волнах.

На рис. 4(б) представлена дифрактограмма синтезированного кристалла CTGS, на основании которой были измерены межплоскостные расстояния и определены параметры элементарной ячейки кристалла.

Следует отметить, что в кристаллах группы лантангаллиевого силиката можно заменить и принципиальный элемент Ga. В ходе проведения исследований удалось синтезировать 5-компонентный кристалл Ca₃TaAl₃Si₂O₁₄, в котором атомы Al заместили атомы Ga в элементарной ячейке.

Фокусирующий монохроматор синхротронного излучения

 $B.\Gamma.$ Кон¹, А.И. Чумаков^{2,1}, R. Rüffer²

¹ Российский Научный Центр "Институт Курчатова", Москва. ² European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Grenoble, France. e-mail: <u>chumakov@</u>esrf.fr

Высокое энергетическое разрешение является критерием качества всех спектроскопических методов. В рентгеновском диапазоне предельные параметры монохроматизации достигаются на установках неупругого рентгеновского рассеяния и неупругого ядерного рассеяния, где лучшее имеющееся энергетическое разрешение составляет ~1 мэВ. Для решения современных задач физики твёрдого тела требуется дальнейшее повышение энергетического разрешения на порядок величины. Проекты достижения энергетического разрешения в 0.1 мэВ являются центральными в программах развития современных источников синхротронного излучения.

Попытки получения энергетического разрешения в 0.1 мэВ в рамках традиционных оптических схем демонстрируют колоссальные потери интенсивности излучения. Исследуя пути преодоления этой проблемы, мы предлагаем альтернативную схему "фокусирующего монохроматора" [1]. В отличие от традиционных оптических схем, предлагаемый подход использует "развёртку" энергетического спектра излучения не по углу, а по пространственной координате.



Принцип работы фокусирующего монохроматора

Принцип работы фокусирующего монохроматора основан на комбинированном действии фокусирующей рентгеновской линзы и диспергирующего кристалла (см. рисунок). В отсутствие кристалла линза фокусирует рентгеновское излучение всех энергий в одну точку. Диспергирующий кристалл отклоняет излучение различной энергии на разные углы, сдвигая тем самым фокусное пятно различных компонент излучения по пространственной координате. Выделение узкой энергетической полосы достигается с помощью щели.

Энергетическое разрешение предлагаемой оптической схемы в первом приближении описывается обычным выражением для полосы пропускания кристалла в котором, однако, приёмная угловая апертура кристалла заменяется угловым размером источника рентгеновского излучения наблюдаемым в месте расположения линзы [1]. Таким образом, энергетическое разрешение не зависит от ширины кривой качания кристалла, а определяется отношением вертикального размера источника к расстоянию от источника до линзы. На ESRF, вертикальный размер источника составляет 20 мкм, а длина канала вывода излучения может достигать 200 м. В этих условиях, энергетическое разрешение в 0.1 мэВ для рентгеновского излучения в диапазоне энергий 10-20 кэВ достигается выбором кристаллов с углами Брэгга в 84-87 градусов.

Теоретически, предлагаемая схема обладает почти 100% коэффициентом пропускания излучения в пределах выбранного энергетического диапазона. С практичексой точки зрения данный монохроматор должен быть гораздо менее чуствительным к возможным неидеальностям кристаллов, поскольку размер засвечиваемого на кристалле участка поверхности многократно меньше, чем в традиционных оптических схемах.

1. *Kohn, V.G.* Wave theory of focusing monochromator of synchrotron radiation / V.G. Kohn, A.I. Chumakov, and R. Rüffer, J. Synchrotron Rad. 2009. V. 16. P. 635–641.

Механизмы образования прямого изображения дислокаций в методах секционной топографии

Э.В. Суворов, И.А. Смирнова

Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Ю.А. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская область. e-mail: <u>suvorov@issp.ac.ru</u>

Исследование дифракции рентгеновских лучей на неоднородностях кристаллической решетки, связанных с дефектами, представляет интерес по нескольким причинам. Во-первых, это связано с фундаментальной проблемой – развитие динамической теории рассеяния для случаев реального кристалла. Во-вторых, знания особенностей дифракции позволяют в ряде случаев анализировать рентгеновский дифракционный контраст дефектов кристаллической решетки [1–3].

В представленной работе сделана попытка проанализировать закономерности рассеяния рентгеновского излучения в наиболее искаженной области кристалла – вблизи ядра дислокации, т.е. при формировании прямого изображения. До настоящего времени нет полной ясности относительно физической природы прямого изображения. С одной стороны, в области сильных разориентаций решетки вблизи оси дефекта рентгеновский пучок даже при незначительной расходимости будет формировать в интеграле более яркое отражение от этой области дефекта. С другой стороны, сильно искаженная область уже не является идеальной решеткой и должна отражать по "кинематическим" законам. Отсюда прямое изображение часто называют кинематическим.

Имеется и еще один очень важный механизм, ответственный за образование прямого изображения. Дело в том, что функция эффективных разориентаций вблизи ядра дислокаций очень быстро меняется при приближении к оси дислокации, выходит за пределы кривой отражения и локальная область вблизи ядра для падающей рентгеновской волны становится просто поглощающим материалом. Таким образом, вокруг оси дислокации существует область, в которой рентгеновское волновое поле практически не взаимодействует с кристаллической решеткой. Следовательно, возникает псевдограница, на которой должно происходить рассеяние рентгеновской волны, так же как это происходит в случае ограниченного кристалла (эффект Бормана – Леемана), т.е. будет возникать отражение, как на зеркальной поверхности, с той лишь разницей, что каждый раз образуются нормальная и аномальная волны. Это явление получило в литературе название межветвевого рассеяния.

Многочисленные исследования показывают, что интерпретация и анализ дифракционных изображений существенно упрощается для случаев, когда ось дефекта совпадает с одной из осей системы координат [1–4]. Полученные проекции получили в литературе название "особых положений" дефекта. Чтобы подробнее рассмотреть соображение, приведенное выше, выполним численное моделирование рассеяния рентгеновской волны в кристаллической решетке, используя уравнения Такаги [5]. Пусть внутри этой кристаллической решетки расположен дефект в виде тонкой прямолинейной трубочки диаметром порядка 1–5 мкм, материал которой полностью вышел из отражающего положения и практически не взаимодействует с рентгеновской волной. Рассмотрим два наиболее интересных особых случая геометрии для такой модели.

Геометрия 1. Пусть ось дефекта параллельна вектору дифракции и лежит на половине толщины кристалла. На рис. 1, а, б приведены результаты численного моделирования волнового поля в треугольнике рассеяния и соответствующая численная топограмма. Анализ приведенных результатов показывает, что и треугольник рассеяния волнового поля и численная топограмма такой модели практически совпадают с соответствующими изображениями для винтовой дислокации, когда ее ось совпадает с направлением вектора дифракции [6, 7]. Конечно, имеются некоторые тонкие отличия в изображениях, связанные с убывающим (как 1/r) упругим полем дислокации. Эти особенности обсуждались ранее и были описаны в работах [6-8]. Прямое изображение трубки-модели в плоскости рассеяния формируется в результате дифракционного взаимодействия новых и старых волновых полей. Рождение новых волновых полей происходит точно так же, как это происходит на любой границе раздела [9, 10]. Таким образом, одна из составляющих прямого изображения есть результат суперпозиции всех волновых полей, рожденных в точках поверхности раздела трубки. Аналогичный эффект рассеяния возникает, например, на щели двухкристального рентгеновского интерферометра. Он получил название дифракционной фокусировки рентгеновских лучей [11, 12]. Именно этот результат мы и фиксируем в виде прямого изображения дефекта на секционной топограмме. На фоне интерференционных полос хорошо просматривается прямое изображение в виде яркого пятна в центре топограммы.

<u>Геометрия</u> 2. Рассмотрим ситуацию, когда ось дефекта лежит в плоскости рассеяния и перпендикулярна вектору дифракции. Здесь, как и в предыдущем случае, весь дефект лежит в плоскости рассеяния, но расположен вертикально. Возможны два случая – когда ось дефекта пересекает направление падающего пучка и когда она располагается вдоль биссектрисы верхнего угла треугольника рассеяния. Результат моделирования

первого случая представлен на рис. 1, в, г. Из области пресечения с первичным пучком наблюдается яркий узкий "прожектор" в направлении дифрагированного луча. Он образуется в результате дифракционного отражения падающей волны от стенок трубки. Этот "прожектор" и формирует прямое изображение. На секционной топограмме (рис. 1, г) отчетливо наблюдается формирование прямого изображения дефекта и динамического осциллирующего хвоста, расположенного между прямым изображением и направлением падающей волны. Таким образом, как и в *геометрии 1*, образование прямого изображения здесь связано с отражением падающей волны на стенках трубкимодели, материал которой локально выходит из отражающего положения.

Во втором случае ось дефекта располагается вдоль биссектрисы верхнего угла треугольника рассеяния. На рис. 1, ∂ , *е* показано распределение волнового поля в треугольнике рассеяния и соответствующая секционная топограмма. Волновое поле в треугольнике рассеяния фактически захватывается трубкой и образуется своеобразный волноводный канал, по которому волна распространяется, отражаясь, то от одной, то от другой стенки трубки. Рентгеновская волна распространяется в этом канале примерно так же как в кристаллических коллиматорах Кора-Кикута. По обе стороны от канала интенсивность волнового поля ослабляется за счет того, что часть энергии поля концентрируется внутри волноводной трубки. Образование прямого изображения здесь опять обусловлено рассеянием на границах раздела трубки. Обсуждаемые результаты хорошо согласуются с многочисленными экспериментальными исследованиями [13, 14].

Следует, однако, подчеркнуть, что это не единственный механизм образования прямого изображения. Как уже упоминалось выше, образование прямого изображения является суперпозицией нескольких причин. Это и вклад за счет расходимости рентгеновских лучей и локальной разориентации решетки вблизи ядра дислокации, и вклад за счет немонохроматичности падающего излучения, и, наконец, кинематический механизм рассеяния в области сильных искажений решетки в ближнем поле дислокации. Очевидно, еще предстоит выяснить количественные доли каждого из этих составляющих. 1. *Authier, A.* Dynamical Theory of X-Ray Diffraction - Oxford: Science Publications. 2001. 734 p.

2. *Bowen, D.K.* High Resolution X-Ray Diffractometry and Topography / Bowen D.K., Tanner B.K. - London: Taylor & Francis Group, (1998). 273 p.

3. *Azaroff, L.V.* X-rays diffraction - McGraw-Hill Book Company, New York 1974, 617 p.

4. Суворов, Э.В. Рентгеновская оптика кристаллов с дефектами / Суворов Э.В., Шульпина И.Л. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2001. № 7. С. 3–22.

5. *Takagi, S.* A Dynamical Theory of Diffraction for a Distorted Crystal // J. Phys. Soc. Japan 1969. V. 26. № 5. P. 1239–1253.

6. *Suvorov, E.V.* Investigation of Image Formation of Straight-Line Dislocations in the Case of Extinction Contrast / E.V. Suvorov, V.I. Polovinkina, V.I. Nikitenko, V.L. Indenbom // Phys. Stat. Sol. 1974. V. (a) **26**. P. 385–395.

7. Суворов, Э.В. Особенности дифракции рентгеновских лучей на упругих деформациях вблизи оси дислокации в методах секционной топографии / Смирнова И.А., Шулаков Е.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2007. № 9. 1–17.

8. *Суворов*, Э.В. Межветвевое рассеяние рентгеновского волнового поля в сильно искаженной области упругого поля дислокации / Суворов Э.В., Смирнова И.А. // ФТТ. 2010. Т. 52. вып. 2. 241–247.

9. Lehmann, K. Turning and overlap of x-ray wave fields / Lehmann K., Borrmann G. // Z. Crystallogr. 1967. V. 125. P. 234–249.

10 Суворов, Э.В. Дифракционное изображение дислокаций, расположенных в плоскости рассеяния перпендикулярно вектору отражения / Э.В. Суворов, И.А. Смирнова, Е.В. Шулаков // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2005. № 8. 67–72.

11. Инденбом, В.Л. Рентгеновский интерферометр с узким пучком / В.Л. Инденбом, И.Ш. Слободецкий, К.Г. Труни // ЖЭТФ. 1974. Т. 66, вып. 3. С. 1110–1120.

12. Инденбом, В.Л. Дифракционная фокусировка рентгеновских лучей / В.Л. Инденбом, Э.В. Суворов, И.Ш. Слободецкий // ЖЭТФ. 1976. Т. 71, вып. 1(7). С. 359–369.

13. Суворов, Э.В. Тонкая структура дифракционного изображения краевой дислокации в секционной топографии высокого разрешения / Э.В. Суворов, И.А. Смирнова // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2008. № 10. С. 1–6.

14. Смирнова, И.А. Формирование изображения краевых дислокаций в поглощающем кристалле / Смирнова И.А., Суворов Э.В., Шулаков Е.В. // ФТТ. 2007. Т. 49, вып. 6. С. 1050–1056.



Рис. 1. Смоделированные распределения волновых полей в треугольниках рассеяния и соответствующие численные секционные топограммы: a, δ – ось дефекта лежит в плоскости рассеяния и параллельна вектору дифракции; b, c – ось дефекта лежит в плоскости рассеяния, перпендикулярна вектору дифракции и пересекает направление падающего пучка на половине толщины кристалла; d, e – то же, что и в b, c, но дефект лежит на биссектрисе угла рассеяния.

Особенности механизмов возбуждения эрбиевой ФЛ в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si

А.Н. Яблонский¹, Б.А. Андреев¹, Л.В. Красильникова¹, Д.И. Крыжков¹, В.П. Кузнецов², З.Ф. Красильник¹

¹ Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород. ² Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород. e-mail: yablonsk@ipm.sci-nnov.ru

Кремний, легированный эрбием, привлекает к себе значительное внимание в связи с тем, что длина волны излучательного перехода ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ в 4f-оболочке иона Er^{3+} лежит в спектральной области максимальной прозрачности кварцевых волоконно-оптических линий связи ($\lambda \approx 1.54$ мкм). Несмотря на большое число исследований, механизмы возбуждения ионов эрбия через электронную подсистему кремния, а также температурного гашения эрбиевой ФЛ в структурах Si:Er/Si до сих пор изучены недостаточно. В настоящей работе мы представляем результаты детального исследования спектров возбуждения эрбиевой ФЛ в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si.

Структуры Si:Er/Si были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) на подложках Si p-типа (4.5 Ом·см) [1, 2]. Толщина слоя Si:Er составляла 1-5 мкм. Структуры возбуждались импульсным излучением параметрического генератора света MOPO-SL (Spectra-Physics) с накачкой лазером Nd:YAG. Длина волны возбуждающего излучения перестраивалась в широком спектральном диапазоне ($\lambda_{ex} = 800-1500$ нм). Диаметр пучка возбуждающего излучения составлял ~ 2 мм, энергия в импульсе - 0.1-10 мДж. Сигнал ФЛ регистрировался с помощью решеточного монохроматора Acton 2300i, ФЭУ на основе InP/InGaAs Hamamatsu (спектральный диапазон 930-1700 нм, время отклика ~ 2 нс) и цифрового осциллографа LeCroy. Временное разрешение системы было ограничено длительностью импульса возбуждающего лазерного излучения и составляло ~ 5 нс. Исследования ФЛ проводились при температурах T > 20 К с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла Leybold RGD 12/45.

В наших предыдущих работах [3, 4] было показано, что в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si в условиях интенсивного импульсного оптического возбуждения сигнал эрбиевой ФЛ наблюдается как при межзонной накачке, так и при энергиях кванта возбуждающего излучения, существенно меньших ширины запрещенной зоны кремния, (hvex < Eg) вплоть до энергии излучательного перехода ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ иона Er^{3+} (~ 0.8 эВ). Было показано также, что при большой мощности оптической накачки в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ (т.е. в зависимости интенсивности эрбиевой ФЛ от длины волны возбуждающего излучения) наблюдается пик вблизи края межзонного поглощения кремния с максимумом на длине волны 1030 нм, причем интенсивность и ширина пика существенно зависит от мощности возбуждающего излучения (рис. 1).



Рис. 1. Спектры возбуждения эрбиевой $\Phi Л$ в структуре Si:Er/Si при различной мощности оптической накачки. T = 77 K.

Для интерпретации вида спектров возбуждения эрбиевой ФЛ в настоящей работе наряду с исследованием эрбиевой ФЛ было проведено детальное исследование спектров и кинетики межзонной ФЛ, наблюдаемой при тех же условиях оптического возбуждения. Следует отметить, что при большой мощности оптической накачки сигнал межзонной ФЛ наблюдался даже при энергиях кванта, значительно меньших ширины запрещенной зоны кремния, что может быть связано с многоступенчатым процессом генерации электроннодырочных пар с участием дефектно-примесных уровней в запрещенной зоне кремния.

Спектр межзонной ФЛ в кремнии состоит из нескольких линий, наиболее интенсивная из которых соответствует рекомбинации с испусканием ТО-фонона [5]. При низкой энергии возбуждающего излучения (< 1 мДж) спектр межзонной ФЛ имеет форму, соответствующую линии рекомбинации свободных экситонов, и с хорошей точностью описывается формулой [6]

$$I(\mathbf{v}) \sim \sqrt{h\mathbf{v} - E_0} \exp\left[-\left(h\mathbf{v} - E_0\right)/kT\right]$$

где I(v) – интенсивность на частоте v, E_0 – низкочастотный край экситонной ФЛ, T – температура измерения. С увеличением мощности оптической накачки в спектре межзонной ФЛ возникает длинноволновое плечо (рис. 2, *a*) с характерным временем спада, существенно меньшим, чем время релаксации экситонной ФЛ. Данное длинноволновое плечо связано, по-видимому, с образованием в исследуемых структурах так называемой электронно-дырочной плазмы, возникающей при высокой концентрации носителей заряда [7, 8]. Следует отметить, что возникновение длинноволнового плеча наблюдалось нами как с увеличением мощности оптической накачки при фиксированной длине волны возбуждающего излучения (в условиях межзонного возбуждения) (рис. 2, а), так и с уменьшением длины волны возбуждения в области 960-1060 нм при большой мощности накачки (рис. 2, б), что связано с увеличением концентрации фотосгенерированных носителей заряда вследствие резкого возрастания межзонного поглощения в кремнии в указанном спектральном диапазоне. Оценка концентрации электроннодырочных пар, соответствующей возникновению длинноволнового плеча, дает величину ~ $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Это значение совпадает по порядку величины с концентрацией, соответствующей переходу от режима генерации свободных экситонов к режиму образования электронно-дырочной плазмы в кремнии [7, 8].



Рис. 2. Нормированные спектры межзонной ФЛ в структуре Si:Er/Si: a – при различных мощностях оптической накачки, длина волны возбуждения 960 нм; δ – при различных длинах волн возбуждающего излучения, энергия импульса возбуждения 7 мДж. T = 77 K.

Сравнительное исследование эрбиевой и межзонной ФЛ показывает, что особенность в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ (возрастание интенсивности в интервале 980-1030 нм, наблюдаемое при большой мощности оптической накачки) соответствует переходу от режима образования электронно-дырочной плазмы к режиму генерации свободных экситонов в том же спектральном диапазоне. При малой энергии оптического возбуждения режим генерации свободных экситонов реализуется во всем спектральном диапазоне излучения накачки, при этом пик в спектре возбуждения эрбиевой ФЛ не наблюдается. Таким образом, возникновение пика в спектрах возбуждения эрбиевой ФЛ связано, по-видимому, с резким снижением эффективности возбуждения ионов Er в режиме генерации электронно-дырочной плазмы по сравнению с экситонным механизмом возбуждения

Обнаружено, что условия возбуждения существенно влияют на кинетику нарастания эрбиевой ФЛ. В условиях межзонного возбуждения при малой мощности оптической накачки наблюдается чрезвычайно быстрое нарастание сигнала эрбиевой ФЛ с характерным временем менее 10 нс. При увеличении мощности возбуждения возникает относительно медленная компонента нарастания эрбиевой ФЛ с характерным временем ~ 1 мкс, вклад которой становится преобладающим при максимальной мощности накачки (рис. 3, а). Аналогичное поведение (переход от быстрого времени нарастания эрбиевой ФЛ к медленному) наблюдается при переходе от межзонной накачки к подзонному возбуждению ($hv < E_g$) при большой мощности возбуждения. При этом условия возбуждения, при которых наблюдается быстрое и медленное время нарастания эрбиевой ФЛ, отвечают режимам генерации свободных экситонов и образованию электронно-дырочной плазмы, соответственно. Возникновение медленного нарастания эрбиевой ФЛ может быть связано с существенным вкладом носителей заряда, рождающихся в кремниевой подложке и диффундирующих в активный слой Si:Er, в возбуждение ионов эрбия.



Рис. 3. Кинетика нарастания эрбиевой ФЛ: a – на длине волны возбуждения 960 нм при энергии импульса возбуждения 0.5 мДж (1) и 7 мДж (2); (δ) – при максимальной энергии импульса возбуждения (7 мДж) при различных длинах волн возбуждающего излучения: 1 - 960нм, 2 - 1030 нм, 3 - 1200 нм.

Работа поддержана программами РАН, грантами РФФИ (08-02-01063, 09-02-00898).

1. Yablonskiy A.N. et al. // Optical Materials, 27(5), 2005, 890.

2. Андреев Б.А. и др. // ФТТ, 47(1), 2005, 97.

3. Kuznetsov V.P., Rubtsova R.A. // Semiconductors, 34, 2000, 502.

4. *Андреев Б.А. и др. //*Изв. РАН. Сер. физ., 64, 2000, 269.

5. *Davies G.*, The optical properties of luminescence cenres in silicon. Physics Reports (Review Section of Physics Letters), 176, 1989, 83–188.

6. Mitchard G.S. and McGill T.C. // Phys. Rev. B. 25, 1981, 5351.

7. Shah J. et al. // Phys. Rev. Lett. 38, 1977, 1497.

8. Smith L.M. and Wolfe J.P. // Phys. Rev. B 51, 1995, 7521.

Излучательные свойства эпитаксиальных структур Si:Er/SOI

Б.А. Андреев¹, З.Ф. Красильник¹, Д.И. Крыжков¹, К.Е. Кудрявцев¹, В.П. Кузнецов^{1,2}, Д.В. Шенгуров¹, А.Н. Яблонский¹, Т. Gregorkiewicz³, Ngo Ngoc Ha³

¹Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород.

² Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета

им. Н.И. Лобачевского, пр-т. Гагарина, 23, Н. Новгород.

³ Van der Waals-Zeeman Institute, University of Amsterdam, Valckenierstraat, 65, Amsterdam, The Netherlands.

e-mail:boris@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Создание эффективных излучающих устройств (светодиодов и лазеров) на основе кремния остаётся важной и нерешенной проблемой кремниевой оптоэлектроники. Определённые успехи на пути к кремниевому лазеру в ближней ИК-области были продемонстрированы в работах [1–3], в которых сообщалось о достижении оптического усиления в структуре Si:Er/SOI [1] на внутриатомном переходе в эрбии, стимулированного излучения на длине волны 1,5 мкм в волноводной структуре SOI с использованием рамановского рассеяния [2], и на межзонных переходах в наноструктурированном кремнии вблизи $\lambda = 1,214$ и 1,217 мкм при токовой накачке [3].

В любом случае для реализации кремниевого лазера или оптического усилителя необходимо создать активный волновод на кремнии. Как показано в работах [4, 5], структуры кремний-наизоляторе ("silicon-on-insulator" SOI) имеют уникальные оптические свойства в ближней ИКобласти спектра благодаря малым потерям (поглощение на свободных носителях), достаточной разности показателей преломления на границе Si/SiO₂ ($\Delta n \sim 2$) и развитой технологии изготовления пластин SOI с требуемыми параметрами.

В предшествующих работах [1, 6] кремниевые волноводные структуры Si:Er/SOI изготавливались методом ионной имплантации эрбия в подложку SOI. В этом случае отмечалось появление дополнительных оптических потерь, связанных с дефектами, вносимыми имплантацией. Интенсивность люминесценции и усиление в структурах были весьма малы. Целью данной работы было получение структур Si:Er/SOI для активных волноводов на длине волны 1,54 мкм методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) [7], исследование люминесцентных свойств и усиления в таких структурах.

Эксперимент. Исследуемые структуры выращивались методом СМЛЭ на подложках SOI с рабочей поверхностью – p-Si(100) толщиной 1,5 мкм с удельным сопротивлением 18 Ом-см на слое окисла толщиной 1 мкм. Дополнительный послеростовой отжиг структур проводился в вакууме или в потоке высокочистого водорода.

Регистрация спектров фотолюминесценции (ФЛ) структур проводилась в интервале температур 4,2–300 К на фурье-спектрометре высокого разрешения ВОМЕМ DA3 с охлаждаемым германиевым приемником EI-А. При исследовании спектров возбуждения и кинетики ФЛ в структурах Si:Er/Si/SOI в качестве источника возбуждающего излучения использовались импульсные параметрические генераторы света (ПГС) с диапазоном перестройки 2,5–0,4 мкм и длительностью импульса от 5 до 12 нс. В этом случае сигнал ФЛ анализировался с помощью решеточного монохроматора и быстродействующего приемника.

Для измерения усиления в волноводных структурах была воспроизведена с небольшими изменениями методика, описанная в [1]. Схема измерения показана на рис. 1. Излучение накачки $(P = 0.2 \div 2 \text{ Br})$, сфокусированное в полосу длиной L ~1 см, и излучение, возбуждающее пробный сигнал $\Phi \Pi$ ($\lambda = 0.532$ мкм P < 0.1 Вт), модулированные на частотах 38 и 385 Гц соответственно, освещали поверхность структуры Si:Er/SOI, помещенной в гелиевый криостат замкнутого цикла. Излучение с торца структуры собиралось на входную щель монохроматора и достигало детектора. Сигнал детектора анализировался последовательно двумя синхронными усилителями на частотах модуляторов 1 и 2. Сигнал на выходе усилителя 1 (PL) определялся возбуждающим излучением, а на выходе усилителя 2 регистрировался спектр изменений возбуждающего излучения, возникающих при прохождении области накачки (*ΔPL*). Отметим, что сигнал *ΔPL* отсутствовал при включении только одного из источников излучения.



Рис. 1. Схема измерения усиления ΔG

Результаты и обсуждение. Известно, что спектры ФЛ, связанные с характером штарковского расщепления основного состояния ${}^{4}I_{15/2}$ иона ${\rm Er}^{3+}$ в различных излучающих центрах, зависят от условий роста и термообработки структур. Отметим следующие основные особенности излучающих эрбиевых центров, при эпитаксии на SOI (рис. 2): спектры ФЛ структур, выращенных при T < 520 °C, состоят из переходов множества центров, содержащих ион Er³⁺(рис. 2, *a*);



Рис. 2. Спектры ФЛ структур Si:Er/SOI: a – до отжига, выращена при T = 520 °C; b – после отжига при T = 800 °C, при котором формируется центр **Er-1**. На вставке: наиболее интенсивный переход центра **Er-1**.

- время спада ФЛ в структурах на SOI τ ≥ 1 мс при T < 77 K, что близко к радиационному времени жизни Er³⁺;
- в структурах на SOI, как и в структурах на кремнии, после термообработки при Т ≥ 800 °C различные низкосимметричные эрбиевые центры трансформируются в единственный кислородсодержащий центр Er-1 [8] с наиболее интенсивным переходом в низшую из штарковских компонент состояния ⁴I_{15/2} на 6502 см⁻¹ (рис. 2, *b*);
- для переходов излучающего центра Er-1 в структурах Si:Er/SOI характерно минимальное уширение. Ширина линии люминесценции иона Er³⁺ при температуре 4,2 К составляет 0,090 см⁻¹ (11 мкЭВ) (см. вставку на рис. 2, b), т. е. на порядок величины меньше, чем в имплантированных структурах [1]. Это обстоятельство определяет перспективу реализации большего усиления;
- интегральная интенсивность излучательных переходов центра Er-1 слабо зависит от температуры в интервале 4–77 К, что наряду со степенной зависимостью ширины линии от температуры и малой скоростью температурного уширения (Δ(FWHM)/ΔT) < 0,01 см⁻¹/град (красный температурный сдвиг линии меньше на порядок величины) свидетельствует о том, что наблюдаемая линия (см. вставку) является бесфононной, однородно уширенной линией примесного центра.

Первые измерения усиления были выполнены нами в структурах Si:Er/SOI с большим числом

излучающих центров (спектр на рис. 2, *a*). Результаты эксперимента приведены на рис. 3. Видно, что сигнал Δ PL растет с увеличением мощности накачки, в то время как сигнал PL уменьшается, по-видимому, вследствие дополнительного поглощения на неравновесных свободных носителях. Превышение усиления над потерями наблюдается только в области переходов иона Er вне области собственного поглощения кремния (в области экситонных переходов ($\lambda = 1,1$ мкм) сигнал Δ PL ≤ 0).



Рис. 3. Спектры *1–4* получены при T = 12 К и мощности накачки 2, 2, 1, 0.5, 0.2 Вт соответственно. На вставке показано изменение сигнала усиления ΔPL при увеличении мощности накачки для переходов Er ($\lambda = 1,54$ и 1,6 мкм) и свободного экситона (1,1 мкм).

Экспериментальная оценка усиления для перехода ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ иона Er^{3+} на длине волны 1,54 мкм при оптической межзонной накачке (до 20 BT/cm²) составила величину $\Delta G = 0,6$ см⁻¹ при концентрации излучающих эрбиевых центров ~ 10^{17} см⁻³.

Полученная оценка на порядок величины превышает усиление, реализованное другими авторами [1], и определяет перспективу реализации большего усиления и стимулированного излучения при переходе к структурам на SOI с доминирующим центром **Er-1**.

1. Lourenco M.A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. 91, 141122.

2. Rong H. et al. // Nature. 2005. 433, 292.

3. Chen M.J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. 84, 2163.

4. Soref R.A. et al. // IEEE J. Quant. Electronics. 1991.

27, 1971.
5. Fischer U. et al. // IEEE Photonics Technology Lett.
1996. 8, 647.

6. Gad M.A. et al. // Materials Sci. & Engineering B. 2003. 105, 79.

7. Andreev B.A. et al. // J. Cryst. Growth. 1999. 201/202, 534.

8. *Андреев Б.А. и др. //* Изв. АН. Сер.физ. 2000. **64**, 269.

Разрушение дальнего порядка, вызванное «заряженными» краями атомных ступеней на границе раздела «ферромагнетик – антиферромагнетик»

А.И. Морозов, И.А. Морозов, А.С. Сигов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), пр. Вернадского, 78, Москва. e-mail: mor-alexandr@yandex.ru

Явление обменного сдвига петли гистерезиса ферромагнитной пленки из симметричного по магнитному полю положения вследствие воздействия антиферромагнитной подложки известно уже более полувека, однако природа данного явления, обусловленная поверхностным взаимодействием ферро- и антиферромагнитных параметров порядка, изучена ещё не до конца. Это связано с тем, что структура границы раздела «пленка – подложка» существенно влияет на параметры «обменного сдвига», а информация о ней часто не является достаточно полной.

Теоретические модели, объясняющие природу обменного сдвига, можно разделить на две группы – для случаев, соответственно, скомпенсированных и нескомпенсированных атомных плоскостей, параллельных границе раздела. Мы ограничимся рассмотрением первого случая.

Первый механизм, объясняющий существование обменного сдвига в данном случае, был предложен Малоземовым в работе [1]. В рамках его модели предполагалось, что шероховатость границы раздела ведет к появлению нескомпенсированных спинов на поверхности антиферромагнетика, а их обменное взаимодействие со спинами ферромагнетика создает случайное локальное поле $\pm h_0$, сопряженное антиферромагнитному параметру порядка.

Далее предполагалось, что ферромагнетик остается монодоменным, а поверхностный слой антиферромагнетика под действием флуктуаций случайного поля разбивается на доменоподобные области в форме пузырей, характерный размер которых порядка толщины доменной стенки.

Однако, как было показано в работе [2], предположение о том, что случайное поле возникает в каждой элементарной ячейке на границе раздела, является неправильным и энергия однородного состояния ниже, чем энергия состояния с доменоподобными областями, то есть возникновение этих областей энергетически невыгодно.

Эта оценка проводилась для случая, когда края атомных ступеней на границе раздела не «заряжены», то есть на них не возникают нескомпенсированные спины и соответствующие им случайные локальные поля. Рассмотрению противоположного случая и посвящен данный доклад.

Рассмотрим простую кубическую решетку коллинеарного двухподрешеточного антиферромагнетика, плоскости (001) которого параллельны границе раздела и перпендикулярны оси *z* декартовой системы координат. Оси х и у этой систе-

мы параллельны направлениям [110] и $[1\overline{1}0]$ соответственно. Легкие оси в плоскости (001) параллельны направлениям [100] и [010]. Кристаллическая решетка ферромагнетика является продолжением кристаллической решетки антиферромагнетика, разница в постоянных решетки пренебрежимо мала.

Рассмотрим атомную ступень параллельную оси *у*. Как видно из рисунка, она приводит к появлению на поверхности антиферромагнетика нескомпенсированного спина, параллельного направлению намагниченности одной из подрешеток.



Нескомпенсированные спины антиферромагнетика вблизи края атомной ступени

В случае атомно-гладкой границы раздела на поверхности возникает спин-флоп-ориентация ферро- и антиферромагнитного параметров порядка [3]. При этом вектор ферромагнетизма ориентируется вдоль направления, перпендикулярного вектору антиферромагнетизма.

Наличие нескомпенсированных спинов на краю ступени приводит к искажению однородного распределения магнитных параметров порядка.

Исследуем случай, когда характерное расстояние между параллельными краями атомных ступеней R много меньше ширин $\Delta_{f(af)}$ традиционных (блоховской или неелевской) доменных стенок в магнитных материалах и действие «зарядов» атомных ступеней на магнитные параметры порядка является коллективным. В случае обратного соотношения между указанными параметрами, как показало численное моделирование, пузыреобразные домены не возникают, а имеют место локальные искажения параметров порядка, быстро спадающие по мере удаления от краев ступеней. Искажения в основном сосредоточены в слое с меньшей обменной жесткостью.

Как будет показано ниже, в случае коллективного действия «заряженных» ступеней при определенных условиях возможно разрушение дальнего порядка вблизи границы раздела слоев, вызванное действием случайных полей.

Этот явление уже обсуждалось в теории фазовых переходов. Как показано в работе Имри и Ма [4], в отсутствие анизотропии сколь угодно слабые дефекты типа «случайное локальное поле» приводят к исчезновению дальнего порядка. При наличии слабой анизотропии это исчезновение имеет пороговый характер, то есть происходит при превышении некоторого критического значения концентрации дефектов (или их «силы») [5].

Специфика нашей задачи состоит в том, что линейные дефекты типа «случайное локальное поле» – края атомных ступеней, сосредоточены на границе раздела магнитных слоев. Поэтому исчезновение дальнего магнитного порядка будет происходить в области конечной толщины, прилегающей к границе раздела и расположенной в слое с меньшей обменной жесткостью.

Найдем условие появления такого «нарушенного» слоя. Пусть характерный размер неоднородности параметра порядка в слое составляет величину L >> R. В то же время L меньше толщины слоя. Поскольку знак случайного поля, возникающего на краю атомной ступени, носит случайный характер, то флуктуация случайного поля на длине L в направлении, перпендикулярном краям атомных ступеней, составляет величину

порядка $\frac{h_0}{b}\sqrt{\frac{L}{R}}$ в расчете на единицу длины сту-

пени (здесь b – межатомное расстояние, а h_0 – поле, создаваемое одним нескомпенсированным спином и равное энергии взаимодействия спина ферромагнетика с соседним спином антиферромагнетика). Соответствующий вклад в поверхностную плотность энергии за счет локальной параллельности параметра порядка и флуктуации случайного поля составит

$$w_1 \sim -\frac{h_0}{b\sqrt{LR}} \,. \tag{1}$$

Проигрыш в поверхностной плотности энергии за счет неоднородности параметра порядка по порядку величины равен

$$w_2 \sim J/Lb, \qquad (2)$$

так как характерный размер области неоднородности в направлении, перпендикулярном границе раздела, также порядка L (J – характерная энергия обменного взаимодействия соседних спинов в слое с меньшей обменной жесткостью).

Рост поверхностной плотности энергии анизотропии (К – константа анизотропии) составляет

$$w_3 \sim KL/b^3. \tag{3}$$

Если $w_3 > |w_1|$, то возникновение неоднородности на больших (по сравнению с *R*) масштабах энергетически не выгодно. Условие $|w_1| > w_3$ приводит к неравенству

$$L^{3/2} < \frac{h_0 \Delta^2}{J R^{1/2}}, \qquad (4)$$

где Δ – толщина традиционной доменной стенки в слое с меньшей обменной жесткостью.

Пренебрегая w_3 , найдем оптимальное значение L^* , отвечающее минимуму суммарной энергии $w_1 + w_2$:

$$L^* \sim (J/h_0)^2 R$$
. (5)

Так как расстояние L^* должно намного превосходить параметр R, то видно, что «нарушенный» слой возникает только при выполнении условия $J >> h_0$. Подставляя L^* в неравенство (4), получаем $L^* < \Delta$, то есть масштаб неоднородностей меньше толщины доменной стенки, и домены не успевают сформироваться на этом масштабе.

Условие $|w_1| > w_3$ эквивалентно следующему ограничению на силу и концентрацию дефектов типа «случайное локальное поле»:

$$\frac{h_0^2}{R} > \frac{J^2}{\Delta} \,. \tag{6}$$

Таким образом, пузыреобразные домены не возникают ни в случае слабой, ни в случае сильной шероховатости.

Если толщина тонкого (ферромагнитного) слоя d составляет величину, меньшую критического значения, то область разрушенного дальнего порядка займет весь объем этого слоя. Если тонкий слой является слоем с меньшей обменной жесткостью, то критическое значение d^* равно L^* .

В случае, когда обменная жесткость тонкого слоя выше, чем у толстого, критическое значение толщины меньше в h_0/J раз. При $d > d^*$ «нарушенный слой» располагается в более мягкой подложке, а при $d \sim d^*$ переходит по мере уменьшения толщины пленки в более жесткую, но меньшую по объему пленку.

Проводя аналогичное рассмотрение, легко показать, что в случае квадратной сетки краев атомных ступеней с характерным размером *R* условия возникновения «нарушенного» слоя не реализуются.

1. *Malozemoff, A.P.* Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces // Physical Review B. 1987. V. 35, № 7. P. 3679–3682.

2. Левченко, В.Д. Однонаправленная анизотропия и шероховатость границы раздела ферромагнетик – антиферромагнетик / В.Д. Левченко, А.И. Морозов, А.С. Сигов // ФТТ. 2002. Т. 44, вып. 1. С. 128–134.

3. *Koon, N.C.* Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78, № 25. P. 4865–4868.

4. *Imry*, Y. Random-field instability of the ordered state of continuous symmetry / Y. Imry, S.K. Ma // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35, № 21. P. 1399–1401.

5. *Морозов, А.И.* Концентрационный фазовый переход в системах со слабой анизотропией / А.И. Морозов, А.С. Сигов // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90, вып. 11. С. 818–820.

Магнитные микрополя в 2D-наноструктурах

М.Ю. Романовский

Отделение физических наук РАН, Ленинский пр., 32A, Москва. e-mail: <u>myrom@gpad.ac.ru</u>

Магнитные микрополя [1] могут играть значительную роль в физических процессах в таких средах, как плазма и электролиты, хотя магнитное микрополе "слабее" действует на указанные среды, чем электрическое микрополе. Поэтому магнитное микрополе до сих пор привлекало меньшее (по сравнению с электрическим микрополем) внимание. Причин несколько [2]. Во-первых, ожидаемое характерное значение амплитуды поля (например, поле, отвечающее максимуму функции распределения его по амплитуде) в плазме меньше соответствующего значения электрического микрополя в v/c раз (v – скорость заряженных частиц, с – скорость света) даже для электронной части. Соответственно ионное магнитное микрополе еще меньше – в (*m/M*)^{1/2} раз для равновесной плазмы (т – масса электрона, М – масса иона). Во-вторых, магнитное микрополе (более сильная генерируемая электронами его часть) может считаться стационарным на временах порядка обратной плазменной электронной частоты. Такое поле быстро усредняется, и действие его на плазму падает. Наконец, взаимодействие "магнитное поле - ион" в корень из постоянной тонкой структуры раз слабее взаимодействия "электрическое поле - ион" (т. е. штарковский сдвиг больше зеемановского расщепления при равных амплитудах поля).

Амплитуда электронной компоненты магнитного микрополя может быть одного порядка с амплитудой электрического в случае, когда фактор *v/c* порядка (несколько менее) единицы. Это происходит либо в очень горячей (с температурами электронной компоненты порядка сотни кэВ), либо в плотной вырожденной плазме также с большой (в сотни кэВ) энергией вырождения. Тем не менее, даже и в обычной плазме магнитное микрополе может (слабо) влиять на процессы элементарные типа трехчастичной рекомбинации и на форму линии излучения ионов в плазме, особенно при электронных переходах без изменения главного квантового числа.

Однако помимо плазмы и электролитов существуют среды, где даже определение (микроскопического) магнитного микрополя как поля движущихся зарядов либо невозможно, либо не имеет большого смысла. Это такие среды, в которых невозможно описание движения отдельной заряженной частицы. В первую очередь, это плазма металлов, где описание зарядов как отдельных точечных частиц просто неверно. Существуют также среды, где описание движения отдельной частицы в принципе возможно, но практически нереализуемо из-за невозможности соответствующих измерений. Обычно подобные системы относятся к классу двумерных и квазидвумерных сред – это могут быть плазменные дисплеи, большие компьютерные чипы, биологические мембраны и мембраны топливных элементов. В этих случаях можно описать магнитное микрополе как поле случайных (мезоскопических) токов. Обычно такое описание имеет смысл, если имеется возможность введения (определения) элемента тока $l_i = i_i L_i$, где i_i – ток в «трубке» длиной L_i . Полная магнитная индукция в начале координат дается законом Био – Савара – Лапласа суперпозицией всех элементов тока

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^{N} \vec{B}_{i} = \sum_{i=1}^{N} \mu \mu_{0} \frac{\left[\vec{l}_{i} \vec{r}_{i}\right]}{r_{i}^{3}}$$

Здесь μ – магнитная проницаемость, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, r_i – радиус-вектор соответствующего элемента тока. Пользуясь определением функции распределения W(B) магнитного микрополя случайных токов [3], получим

$$W(\vec{B}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{K} \exp(i\vec{K}\vec{B}) \int d\vec{r}_1 ... d\vec{r}_N d\vec{l}_1 ... d\vec{l}_N$$
$$P_N(\vec{r}_1 ... \vec{r}_N, \vec{l}_1 ... \vec{l}_N) \prod_{i=1}^N \exp(-i\mu\mu_0 \frac{(\vec{K} \begin{bmatrix} \vec{l}_i \vec{r}_i \end{bmatrix})}{r_i^3}),$$

где P_N – вероятность найти элемент тока l_1 в точке r_1 , l_2 в точке r_2 , и т. д. В изотропной геометрии результат соответствует распределению Хольтсмарка [2].

Рассмотрим теперь несколько примеров анизотропной геометрии. Это могут быть плазменные дисплеи – планарные сеточные структуры с несколькими миллионами узлов – мест элементарных разрядов. Мощность элементарного разряда (тока) имеет достаточно случайный характер, определяемый сложной телевизионной картинкой. Ток в каждой ячейке течет вдоль одной оси (Z, например), длина всех элементов тока одинакова и равна L. Функция $P_N = 1/V^N$. Функция распределения определяется теперь одним интегралом I_i^z , который легко вычисляется:

$$I_i^z = 1 - \frac{\mu\mu_0 K_\rho < l >}{2V}$$

Здесь K_{ρ} – планарная фурье-компонента магнитной индукции, $\langle l \rangle$ – среднее значение элемента тока, легко определяемое через плотность тока *j* как $N \langle i \rangle L/V = n L \langle i \rangle = j$. Если определить характерную «мембранную» микроиндукцию как $B_M = \mu \mu_0 L j/2$, то

$$W_M(\vec{B}) = \frac{\delta(B_z)B_M}{2\pi\sqrt{B_\rho^2 + B_M^2}}$$

Собственно, таким же будет распределение микроиндукции на любой мембране, например, биологической, или мембране топливного элемента.

Для плазменных дисплеев В_М на один-два порядка меньше земного магнитного поля, однако вероятность больших флуктуаций (~ 1/B²) велика и должна быть учтена. Для топливных элементов протонный транспорт сквозь мембрану типа NAFION дает B_M порядка земного магнитного поля. Длинный «хвост» распределения при этом может быть ответственным за возрастание электросопротивления мембраны, так как длина пробега протона через мембрану увеличивается («микропольный» аналог эффекта Холла) в $(1+\omega_{\rm B}^{2}\tau_{\rm corr}^{2})^{1/2}$ раз ($\omega_{\rm B}$ – ларморова частота, соответствующая амплитуде магнитной микроиндукции, τ_{corr} – время коррляции магнитной микроиндукции, которое порядка времени пробега протона через мембрану).

Другая анизотропная геометрия возникает, когда распространение токов происходит в параллельных плоскостях (*X,Y*), т. е. в наборе слоев. Эта ситуация имеет место в современных чипах, количество элементов в одном слое которых $\sim 10^{12}$ и более. Характерная частота изменения тока при этом более гигагерца. Конечно, ток через каждый элемент чипа не является случайным – корреляции таких токов можно определить через закон Кирхгофа. Однако в первом приближении можно считать эти токи независимыми, и функция P_N снова факторизуется. Контакты между слоями гораздо менее плотные, мы пренебрежем токами между этими слоями,

$$P_{N} = \prod_{i=1}^{N_{x}} P_{1}(\vec{r}_{i}, l_{ix}),$$
$$\prod_{j=1}^{N_{y}} P_{1}(\vec{r}_{j}, l_{jy}) \prod_{k=1}^{N_{z}} P_{1}(\vec{r}_{k}, l_{kz})$$

 $N_x + N_v + N_z = N$.

Для распределения *z*-компоненты магнитной микроиндукции имеем здесь распределение Хольтсмарка с характеристической нормализационной индукцией $B_{0z} = 2,4\mu\mu_0((n_x+n_y)<L^{3/2}>)^{2/3}$, которая обычно несколько меньше величины земного магнитного поля. В то же время, распределение Хольтсмарка имеет длинный «хвост» больших флуктуаций, которые должны учитываться.

1. *Kalman G.* Statistical distribution of the magnetic microfield in plasma // Physics of Fluids. 1961. V. 4. P. 300–301.

2. *Romanovsky M.Yu.* Distributions of a magnetic microfield in plasmas // Phys. Lett. A 1998. V. 249. P. 99–109.

3. *Romanovsky M.Yu. and Ebeling W.* Magnetic Microfields of Random Currents // Contrib. Plasma Phys. 2007. V. 47. P. 345–351.

Антивихревое состояние в ферромагнитных частицах крестообразной формы

А.А. Фраерман, С.А. Гусев, Б.А. Грибков, О.Л. Ермолаева, И.М. Нефедов, И.Р. Каретникова, А.Ю. Климов, О.Г. Удалов, В.Л. Миронов

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

В работе теоретически предсказаны и экспериментально исследованы особенности распределения намагниченности в частицах крестообразной формы. Предложен способ реализации антивихревого состояния в крестообразных асимметричных частицах во внешнем магнитном поле. Экспериментально обнаружены антивихревые распределения намагниченности в крестообразных асимметричных частицах.

Интерес к вихревому [1, 2] и антивихревому [3, 4] распределениям намагниченности обусловлен тем, что данные распределения обладают различными топологическими зарядами и по-разному влияют на транспортные свойства спин-поляризованных электронов [5, 6].

Проведенное микромагнитное моделирование и экспериментальные исследования показали, что в зависимости от размеров и аспектного соотношения в частицах крестообразной формы основным состоянием намагниченности в таких частицах может быть либо квазиоднородное (рис. 1), либо вихревое (рис. 2). Антивихревое состояние намагниченности (рис. 3) является метастабильным и наблюдается достаточно редко.



Рис. 1. (*a*) Модельное квазиоднородное распределение намагниченности в крестообразной частице. (*b*) Модельное МСМ изображение, соответствующее распределению рис. 1(*a*). (*c*) Экспериментальное МСМ изображение крестообразной частицы.



Рис. 2. (*a*) Модельное вихревое распределение намагниченности в крестообразной частице. (*b*) Модельное МСМ изображение, соответствующее распределению рис. 2(a). (*c*) Экспериментальное МСМ изображение крестообразной частицы.



Рис. 3. (*a*) Модельное антивихревое распределение намагниченности в крестообразной частице. (*b*) Модельное МСМ изображение, соответствующее распределению рис. 3(*a*). (*c*) Экспериментальное МСМ изображение крестообразной частицы.



Рис. 4. Электронограмма массива асимметричных крестообразных частиц Со.

Одной из целей данной работы было выяснение условий, необходимых для реализации антивихревого состояния в крестообразных частицах.

Предложен способ реализации антивихревого состояния во внешнем магнитном поле в крестообразных асимметричных частицах с различной коэрцитивностью сегментов креста. Различие коэрцитивностей сегментов креста достигается за счет различной формы – два сегмента имеют на концах утолщения, уменьшающие коэрцитивность, а два другие сегмента имеют на концах заострения, увеличивающие их коэрцитивность. Методом электронной литографии были изготовлены асимметричные крестообразные частицы (рис. 4) проведены исследования их состояний намагниченности методом магнитно-силовой микроскопии.

Латеральный размер креста 1 мкм, ширина сегмента 100 нм и размер утолщения 150 нм. Подобная форма ассиметричных крестов была использована при микромагнитном моделировании.

Методика перемагничивания частиц заключается в следующем. После намагничивания в сильном (-800 Э) магнитном поле, направленном вдоль диагонали креста, мы получили массив частиц с квазиоднородным распределением намагниченности. Характерной особенностью этого распределения является дипольная симметрия распределения МСМ-контраста (рис. 1, а). Затем, под действием слабого перемагничивающего поля с амплитудой + 250 Э мы наблюдали переход одной из частиц в антивихревое состояние, характеризующееся квадрупольной симметрией МСМизображения. Увеличение внешнего магнитного поля до 400 Э приводит к переходу всех частиц массива в антивихревое состояние (рис. 5, c). Наблюдаемый разброс величины перемагничивающего поля от 250 Э до 400 Э может быть связан с разницей коэрцитивностей из-за различия формы частиц. Таким образом, мы создали массив ферромагнитных крестообразных наночастиц с антивихревым распределением намагниченности, в соответствии с нашими расчетами.

Таким образом, в работе представлены результаты исследований особенностей формирования различных распределений намагниченности в ферромагнитных частицах крестообразной формы. Экспериментально показана возможность реализации антивихревых состояний намагниченности в крестообразных ассиметричных частицах.



Рис. 5. Перемагничивание крестообразных частиц из квазиоднородного в антивихревое состояние во внешнем магнитном поле: *а* – МСМ-изображение начального квазиоднородного состояния; *b* – МСМ-изображение того же участка массива после воздействия слабого перемагничивающего поля; *с* – МСМ-изображение конечного антивихревого распределения намагниченности в крестообразных частицах Со после воздействия перемагничивающего поля. Направление приложенного внешнего магнитного поля показано белой стрелкой.

1. *Cowburn R.P.* Single-Domain Circular Nanomagnets / R. P. Cowburn^{*}, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, and M. E. Welland // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1042–1045.

2. *Shinjo T.* Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy / T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono // Science 2000. V. 289. P. 930–934.

3. Sebastian G. Ultrafast dynamics of a magnetic antivortex: Micromagnetic simulations / G. Sebastian, Y. Ming, H. Riccardo, and Claus M. Schneider // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 060404(R).

4. *Shigeto K.* Magnetic force microscopy observation of antivortex core with perpendicular magnetization in patterned thin film of permalloy / K. Shigeto, T. Okuno, K. Mibu, and T. Shinjo // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 4190.

5. *Zhou F*. Topological spin pumps: The effect of spin rotation on quantum pumps // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 125321.

6. *Bruno P*. Topological Hall Effect and Berry Phase in Magnetic Nanostructures / P. Bruno, V. K. Dugaev, and M. Taillefumier // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 096806.

Исследование процессов перемагничивания трехслойных нанодисков Со с ультратонкой прослойкой Pd

А.В. Огнев^{1,2}, А.С. Самардак¹, М.Е. Стеблей¹

¹ Дальневосточный государственный университет, Владивосток. ² Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток. e-mail: ognevav@gmail.com

Магнитные наноструктуры интенсивно изучаются благодаря возможности их практического применения в качестве сред для записи информации и ячеек магниторезистивной памяти. Магнитные параметры таких структур определяются формой, размером и материалами, из которых они изготовлены. В настоящее время актуальным является исследование влияния косвенного обменного взаимодействия на магнитные свойства многослойных наноточек. Известно, что с увеличением толщины немагнитной прослойки *d_{nm}* обменное взаимодействие осциллирует от ферромагнитного (ФМ) до антиферромагнитного (АФМ), при этом изменяется и магнитостатическое взаимодействие слоев. В большинстве систем кобальт - переходный металл первый АФМ-максимум наблюдается при $d_{nm} = (8\pm3)$ Å. Однако система Co/Pd интересна тем, что независимо от толщины прослойки косвенная АФМ-связь отсутствует. Это позволяет изучить влияние магнитостатического взаимодействия слоев на процессы перемагничивания в трехслойных наноточках различного диаметра с толщиной немагнитной прослойки 8 Å без учета эффекта косвенной АФМ-связи.

Массивы магнитных наноточек были сформированы методом электронно-лучевой литографии на естественно оксидированной подложке кремния. Металлизация шаблонов осуществлялась методом резистивного напыления в условиях сверхвысокого вакуума. Толщина слоев контролировалась кварцевым измерителем толщин. Были получены массивы наноточек Pd(3 нм)/Co(10 нм)/ / Pd(0,8 нм)/Co(10 нм)/Pd(3 нм) диаметром D = 200 и 400 нм. Период наноточек в массиве l = 2D.

Магнитные свойства исследовали продольным магнитооптическим эффектом Керра, рельеф поверхности, магнитную структуру – сканирующим зондовым микроскопом (МСМ), а также сканирующим электронным микроскопом (СЭМ).

На рис. 1 показаны петли магнитного гистерезиса пленки Co/Pd/Co, полученные перемагничиванием вдоль и перпендикулярно направлению оси легкого намагничивания (о.л.н.). Видно, что пленки обладают ярко выраженной одноосной анизотропией, величина поля анизотропии $H_a =$ = 150 Э. Незначительное увеличение коэрцитивной силы до 70 Э по сравнению с однослойными пленками Co ($H_C =$ 50 Э), вероятно, обусловлено тем, что прослойка Pd структурно не сплошная.

Результаты исследования магнитной структуры методом МСМ представлены на вставке рис. 1. Полосовая доменная структура образована стен-

ками с перетяжками, средний размер доменов равен 4 ÷ 6 мкм. Такой вид доменной структуры подтверждает вывод о том, что прослойка в пленке Co/Pd/Co структурно не сплошная, и, следовательно, между слоями существует ферромагнитное обменное взаимодействие.



Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса пленки Co/Pd (0,8 нм)/Co. На нижней вставке приведено изображение доменной структуры размером 12×12 мкм, полученное методом MCM.

На рис. 2 представлены результаты исследования магнитных свойств массивов нанодисков с D = 200 и 400 нм. Петли магнитного гистерезиса получены перемагничиванием вдоль направления {10} массивов.

На петле с массива образованного нанодисками D = 200 нм отчетливо видны участки с резкими изменениями намагниченности, которые возникают вследствие зарождения и аннигиляции вихревых состояний [1]. Из зависимости dM/dH были определены поля зарождения и аннигиляции вихревых состояний (H_n и H_a): $H_n = -1140$ Э, $H_a =$ = 1700 Э [2]. Стоит отметить, что процесс перемагничивания посредством вихревых состояний является безгистерезисным, но в нашем случае присутствует слабый гистерезис.

Сканирование данного образца МСМ-зондами показало, что в массиве нанодисков помимо вихревого состояния существуют конфигурации с неоднородным распределением намагниченности (вставка на рис. 2, *a*). При этом процесс перемагничивания различных конфигураций существенно отличается. Так, при максимально доступном в МСМ-микроскопе поле H = 500 Э состояние насыщения для вихревой конфигурации все еще не достигнуто (рис. 3).



Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса массивов нанодисков диаметром 200 (*a*) и 400 (*б*) нм. На вставках вверху – изображение массива, полученное СЭМ, внизу – МСМ. Размер шкалы – 100 нм.



Рис. 3. Изображения МСМ магнитной микроструктуры нанодисков диаметром 200 нм в состоянии остаточной намагниченности (a, δ) и при $H = 500 \ \Im$ (b, c).

Уменьшение поля насыщения для нанодисков с неоднородным распределением намагниченности может быть связано с магнитостатическим взаимодействием, которое понижает величины критических полей [3]. Увеличение магнитостатического взаимодействия обусловлено большими по сравнению с вихревой конфигурацией полями рассеивания. На изображении МСМ, полученном при H = 0 (вставка на рис. 2, *a*), видно, что магнитные моменты всей системы распределены не хаотично, а упорядочены под действием магнитостатического взаимодействия. Согласно предварительным результатам микромагнитного моделирования в массивах нанодисков образуются неоднородные конфигурации намагниченности типа «S».

Результаты исследования магнитных свойств массивов нанодиском D = 400 нм представлены на рис. 2, б. Из петли магнитного гистерезиса видно, что ширина центрального участка существенно уменьшилась. Это связано с наличием небольших дефектов формы нанодисков (см. верхнюю вставку на рис. 2, б), которые влияют на процесс перемагничивания каждой наноструктуры [4]. Величина критических полей также уменьшилась: $H_n = -350$ Э, $H_a = 1200$ Э.

Исследование методом МСМ показало (см. нижнюю вставку на рис. 2, *б*), что перемагничивание массива наноточек Co/Pd/Co диаметром 400 нм осуществляется посредством образования и аннигиляции вихревого состояния.

В работе были изучены магнитные свойства массивов нанодисков Co/Pd/Co.

- Установлено, что при толщине прослойки 0,8 нм магнитостатическое взаимодействие слоев не приводит к образованию антипараллельной конфигурации намагниченности слоев и перемагничивание в основном осуществляется посредством зарождения и аннигиляции вихревых состояний.
- Показано, что в процессе перемагничивание массивов D = 200 нм могут образовываться не только вихри, но и неоднородные состояния намагниченности.

Работа выполнена при поддержке ФЦП ««Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы ГК № П410, АВЦП № 2.1.1/3005, проекта РФФИ № 08-02-12083.

1. *Adeyeye, A.O.* Large area patterned magnetic nanostructures / A.O. Adeyeye, N. Singh // J. Phys.D: Appl. Phys. 2008. V. 41, p. 153001–153029.

2. *Gao, X.S.* Inhomogeneities in spin states and magnetization reversal of geometrically identical longated Co rings / X.S. Gao, A.O. Adeyeyea, S.Goolaup, N. Singh, W. Jung, F.J. Castano, C.A. Ross // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, p. 09F505

3. *Natali, M.* Correlated Magnetic Vortex Chains in Mesoscopic Cobalt Dot Arrays /M. Natali, I.L. Prej-beanu, A. Lebib, K. Ounadjela, Y. Chen // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88, p. 157203.

4. Cowburn, R.P. Property variation with shape in magnetic nanoelements / J. PHYS. D APPL. PHYS. 2000. V. 33, p. R1 - R16.

Магнитные свойства массивов ферромагнитных наноточек

Ю.П. Иванов^{1,2}, А.И. Ильин¹, Е.В. Пустовалов¹, К.В. Нефедев¹, Л.А. Чеботкевич^{1,2}

¹ Дальневосточный госуниверситет, ул. Суханова, 8, Владивосток.

² Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток.

e-mail:<u>vivanov@phys.dvgu.ru</u>

Магнитные наноструктуры представляют интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и из-за возможного применения их в средах сверхплотной магнитной записи, спинтронике, устройствах на базе магнитной логики [1, 2]. Одним из важнейших вопросов при создании таких устройств является влияние магнитной анизотропии и магнитостатического взаимодействия на магнитную структуру и процессы перемагничивания наноэлементов. Кроме того, подобные структуры требуют специальных методов исследования как отдельных нанообъектов, так и их упорядоченных массивов. Сочетание магнитной силовой микроскопии (МСМ) и магнитооптического эффекта Керра – один из способов решить данную задачу.

Магнитные наноточки круглой и квадратной формы наиболее интересны, так как в них отсутствует анизотропия формы в плоскости образца. Изменяя период массива наноточек, можно управлять величиной магнитостатического взаимодействия между ними. В отсутствие внешнего магнитного поля ферромагнитные наноточки могут находиться в однодоменном состоянии или состояниях со сложным распределением магнитных моментов: вихри, состояния *C*-типа и *S*-типа [3, 4].

В данной работе исследуется магнитная структура и процессы перемагничивания упорядоченных ансамблей наноточек Со квадратной и круглой формы в зависимости от величины диполь-дипольного взаимодействия между ними.

Пленки Со толщиной 10 нм осаждали в сверхвысоком вакууме 10^{-10} Торр на естественно окисленные монокристаллы (100)Si из эффузионных ячеек при комнатной температуре. Сверху пленку Со покрывали слоем Си толщиной 3 нм для предотвращения окисления. Исследования показали, что пленки Со – поликристаллические с одноосной наведенной магнитной анизотропией. Радиус ферромагнитной корреляции, определенный из изображений МСМ магнитной структуры пленок Со, составил порядка 600 нм. Затем из пленок Со сфокусированным пучком ионов Ga+ формировали массивы круглых и квадратных точек диаметром d = 600 нм и периодом l = 3d и 2d, в каждом массиве было 10×10 точек.

Структура пленок и массивов исследовалась методами дифракции быстрых электронов ДБЭ, сканирующей электронной микроскопией и атомно-силовой микроскопией. Петли магнитного гистерезиса с массива наноточек получали продольным магнитооптическим эффектом Керра (NanoMOKE-2). Для получения изображения магнитной структуры и петель гистерезиса с отдельных наноточек использовали метод магнитосиловой микроскопии MCM и микромагнитное моделирование в программном пакете OOMMF [5]. Было проведено компьютерное моделирование изображений MCM с учетом взаимодействия зонда и наноточки.

На рис. 1 в качестве примера приведены изображения МСМ и результаты микромагнитного моделирования квадратной наноточки массива с периодом l = 3d. Видно, что при уменьшении внешнего магнитного поля от отрицательного насыщения к положительному происходит переход от однодоменного состояния (H = -500 Э) к Sсостоянию (H = -150 Э), затем к C-подобному состоянию (H = -80 Э), которое переходит в «четырехдоменную» конфигурацию (H = 30 Э).



Рис. 1. Изображение МСМ доменной структуры и распределение спинов, полученное микромагнитным моделированием, квадратных точек во внешнем магнитном поле.



Рис. 2. Петли гистерезиса ансамбля квадратных невзаимодействующих наноточек, полученные эффектом Керра (*a*) и микромагнитным моделированием (*б*); *в* – петля квадратной наноточки, полученная МСМ.

Отметим, что в зависимости от ориентации спинов в *С*-состоянии наблюдали два типа 4доменного состояния с противоположной киральностью намагниченности.

Петли гистерезиса массива квадратных наноточек, полученные микромагнитным моделированием (рис. 2, б), качественно и количественно согласуются с петлями гистерезиса, полученными магнитооптическим эффектом Керра (рис. 2, а). Скачки намагниченности на петлях гистерезиса соответствуют переходам в S-, С-состояние, 4доменное состояние и обратно. Однако магнитные поля, в которых происходит переход из одного магнитного состояния в другое, для одной наноточки и массива в целом несколько отличаются. Это, возможно, обусловлено недостаточно синхронными процессами перемагничивания разных точек массива, а также наличием магнитных состояний с противоположной киральностью намагниченности.

В случае массива невзаимодействующих круглых наноточек (l = 3d) процесс перемагничивания осуществляется за счет перехода в двухдоменное состояние.

В случае массивов квадратных и круглых наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействием, (l = 2d) процесс перемагничивания осуществляется через образование, смещение и аннигиляцию магнитного вихря.

Для интерпретации данных МСМ было проведено моделирование изображения МСМ. На рис. 3 в качестве примера приведены МСМ-изображения доменной структуры в размагниченном состоянии невзаимодействующих круглых наноточек Со массива с l = 3d (рис. 3, e) и l = 2d (рис. 3, e). Рядом приведены результаты микромагнитного моделирования распределения спинов в этих наноточках (рис. 3, a, e) и соответствующие им результаты моделирования МСМ-изображений (рис. 3, d, d). Видно хорошее согласие экспериментальных и рассчитанных данных.

Таким образом, исследование массивов невзаимодействующих и взаимодействующих квадратных и круглых наноточек с размером, равным области ферромагнитной корреляции, позволило сделать следующие выводы:

 в массивах квадратных и круглых наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействии ем процесс перемагничивания осуществляется через образование, смещение и аннигиляцию магнитного вихря;

 в невзаимодействующих квадратных наноточках в размагниченном состоянии реализуется четырехдоменное состояние, а в круглых наноточках – двухдоменное состояние.



Рис. 3. Микромагнитное моделирование (*a*, *c*), моделирование изображения МСМ (δ , ∂) и изображение МСМ магнитной структуры круглой наноточки для массива с периодом l = 3d (*a*, δ , *b*) и l = 2d (*c*, ∂ , *e*).

Работа поддержана программой «Развитие потенциала высшей школы» (№2.1.1/3005), грантом РФФИ (08-02-00587-а), грантом РФФИ (08-02-99073-р-офи), госконтрактом 02.740.11.0111.

1. *Chen* Y.*J.*, *Huang T.L.*, *Leong S.H.*, *et al.* A study of multirow-per-track bit patterned media by spinstand testing and magnetic force microscopy // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93, № 10. P. 102501.

2. Imre A., Csaba G., Ji L., Orlov A., Bernstein G. H., and Porod W. Majority Logic Gate for Magnetic Quantum-Dot Cellular Automata // Science. 2006. V. 311. P. 205– 208.

3. *Heyderman L.J., Solak H.H., David C., et al.* Arrays of nanoscale magnetic dots: Fabrication by x-ray interference lithography and characterization // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85, № 21. P. 4989.

4. Guslienko K. Yu., Novosad V., Otani Y., Shima H., Fukamichi K. Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays // PRB. 2001. V. 65. P. 024414.

5. http://math.nist.gov/oommf/

Исследование эпитаксиальных пленок Со зондовой микроскопией

К.С. Ермаков¹, Ю.П. Иванов^{1,2}, Л.А. Чеботкевич^{1,2}

¹ Дальневосточный госуниверситет, ул. Суханова, 8, Владивосток. ² Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток. e-mail:<u>vivanov@phys.dvgu.ru</u>

В последние годы наблюдается повышенный интерес к магнитным пленкам, выращенным на полупроводниковых кристаллах [1–4]. Этот интерес обусловлен перспективами практического использования таких систем в качестве базовых элементов спинтроники, с одной стороны, и исследования фундаментальных свойств (таких, как коэрцитивная сила и магнитная анизотропия), с другой стороны.

В настоящей работе исследована структура эпитаксиальных пленок Со, осажденных на монокристаллические подложки Si(111) и ее влияние на магнитные свойства (коэрцитивную силу и магнитную анизотропию).

Пленки Со осаждали на монокристаллы Si(111) в сверхвысоком вакууме. Базовое давление $P = 5 \times 10^{-11}$ Торр. Формировали атомарно-чистую поверхность со структурой Si(111)7×7. Перед осаждением Со на монокристаллической подложке формировали буферный слой Си, толщиной 2.4 нм. Скорость осаждения Си была 0.9 нм/мин, а скорость осаждения Со 0,3 нм/мин. Толщина пленок Со была 10 нм. Для предотвращения окисления пленки Со покрывались слоем Си толщиной 3 нм. Толщина пленок контролировалась кварцевым измерителем толщин. Было приготовлено две серии пленок: (i) - пленки Cu(Co) осаждали на атомарно гладкую поверхность Si(111); (ii) - пленки Cu(Co) осаждали на вицинальную поверхность Si(111). Образцы имели форму прямоугольника с размерами 2×7 мм.

Структура пленок исследовалась in situ методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ) и сканирующей туннельной микроскопией (СТМ). Магнитная структура пленок исследовалась магнитной силовой микроскопией (МСМ), петли гистерезиса – продольным магнитооптическим эффектом Керра (МОКЕ). Все измерения были выполнены при комнатной температуре.

Картины ДБЭ атомарно гладкой поверхности подложки Si(111)7×7 выявили четкие и яркие рефлексы на отражение. СТМ-исследования поверхности монокристаллического кремния показали,

что ширина террас 500–600 нм, а высота ступенек 0.3 нм, рис. 1, *а*.

Картины ДБЭ пленок Со показали, что ГЦК решетка кобальта имеет такую же ориентацию как и буферный слой Сu: Co(111)/Cu(111)-R30°/Si(111). Среднеквадратичная шероховатость поверхности пленок, осажденных на атомарно гладкую поверхность Si(111), определенная из картин СТМ, равна ~0,4 нм, а период шероховатости ~500 нм, рис. 1, б.

На картинах ДБЭ монокристаллической вицинальной подложи Si, отсутствует нулевая лауэзона. СТМ-изображения показали, что ширина террас 30–40 нм, а высота ступенек 2.4 нм (рис. 2, *a*). Среднеквадратичная шероховатость поверхности пленок Co(111)/Cu(111)-R30°/Si(111), осажденных на такую подложку равна 1 нм, а период шероховатости 100 нм, рис. 2, *б*.

Исследования зависимости коэрцитивной силы Hc и нормированной остаточной намагниченности Mr/Ms от азимутального угла φ , где Mr – остаточная намагниченность, Ms – намагниченность насыщения, φ – угол между внешним полем и осью трудного намагничивания (о.т.н.) показали, что пленки первой серии имеют кристаллографическую анизотропию шестого порядка, рис. 3, *а*. Причем направление одной из кристаллографических осей совпадает с длинной стороной образца, т. е. с направлением анизотропии формы. Коэрцитивная сила таких пленок ~ 8 Э.

Для пленок Со, осажденных на вицинальную поверхность Si, характерна одноосная анизотропия, наведенная ступенькой, рис. 3, б. Коэрцитивная сила таких пленок ~80 Э.

Теоретические оценки *Hc* показали, что коэрцитивная сила эпитаксиальных пленок обусловлена в основном шероховатостью поверхности.

На изображении МСМ магнитной структуры пленки второй серии видны протяженные 180° доменные границы, рис. 2, *в*. Более сложная доменная структура наблюдается на пленке первой серии. На изображении МСМ доменной структуры также видны 180°-доменные границы. Однако внутри доменов видна тонкая магнитная структура,



Рис. 1. *а* – СТМ-изображение атомарно гладкой поверхности Si(111), *б* – СТМ-изображение пленки Со, *в* – изображение МСМ доменной структуры пленки Co(111)/Cu(111)-R30^o/Si(111) первой серии.



Рис. 2. *а* – СТМ-изображение вицинальной поверхности Si(111), *б* – СТМ-изображение пленки Со, *в* – изображение МСМ доменной структуры пленки Co(111)/Cu(111)-R30^o/Si(111) второй серии.



Рис. 3. Зависимость коэрцитивной силы пленки Co(111)/Cu(111)-R30^o/Si(111) от азимутального угла: *а* – первая серия, *б* – вторая серия.

что нехарактерно для эпитаксиальных пленок, см. рис. 1, *в*. Наличие тонкой сложной магнитной структуры в пленках первой серии можно объяснить следующим образом. Ярко выраженная о.л.н. диктует ориентацию вектора намагниченности в домене, а наличие других двух, менее выраженных о.л.н. приводит к дисперсии вектора намагниченности в домене. Углы дисперсии вектора намагниченности соответствуют углам между кристаллографическими о.л.н.

Выводы

В работе исследованы эпитаксиальные пленки Со, осажденные на монокристаллические подложки Si(111). Установлено, что:

– для пленок Со, осажденных на атомарно гладкие подложки Si(111), характерна кристаллографическая анизотропия шестого порядка, а при осаждении на вицинальную поверхность Si(111) – одноосная анизотропия, наведенная ступенями;

 коэрцитивная сила эпитаксиальных пленок обусловлена шероховатостью поверхности;

в трехосных пленках Со с неравнозначными
 о.л.н. наблюдается тонкая магнитная структура.

Работа поддержана программой «Развитие потенциала высшей школы» (№2.1.1/3005), грантом РФФИ (08-02-00587-а), грантом РФФИ (08-02-99073-р-офи), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России (грант П577), госконтрактом 02.740.11.0111.

1. Вихарев Л. / Перспективные технологии производства памяти // Компоненты и технологии. 2006. № 12. С. 66–73.

2. Boeve H., Bruynseraede C., Das J., Dessein K., Borghs G., et al. / Technology assessment for the implementation of magnetoresistive elements with semiconductor components in magnetic random access memory (MRAM) architectures // IEEE Trans. on Magnetics. 1999. V. 35. $N_{\rm 2}$ 5. P. 1782–1783.

3. *Matthias B., Amitesh P., Daniel E., and Peter G.* / Rotating-field magnetoresistance of spin-valves // IFF Scientific Report. 2004/2005. P. 190–191.

4. Monsma D.J., Lodder J.C., Popma Th.J.A., Dieny B. / Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 74. P. 5260–2564.

Транспортные свойства сверхпроводящих каналов, формирующихся в сверхпроводящих пленках в неоднородном магнитном поле

А.Ю. Аладышкин^{1,2}, И. Фрицше², Р. Крамер², Д.Ю. Водолазов¹, В.В. Мощалков²

¹ Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, ГСП-105.

² INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, K.U. Leuven,

Celestijnenlaan 200D, B-3001 Leuven, Belgium.

e-mail: aladyshkin@ipm.sci-nnov.ru

Введение. Хорошо известно, что магнитостатическое взаимодействие между сверхпроводящим параметром порядка и неоднородным магнитным полем, создаваемым магнитными доменами в ферромагнитных пленках, может приводить к существенной модификации термодинамических и транспортных свойств гибридных структур сверхпроводник – ферромагнетик (S/F) (см. обзоры [1, 2] и приведенные в них ссылки). К числу наиболее ярких эффектов можно отнести эффект компенсации локального магнитного поля, поводящий к немонотонной зависимости критической температуры Т_с от внешнего магнитного поля Н), эффект направленного движения вихрей в направлении, определяемом структурой неоднородного магнитного поля (vortex guidance), и эффект токовой компенсации, приводящий к выраженной асимметрии вольт-амперных характеристик. В данной работе будут представлены результаты исследования особенностей транспортных свойств сверхпроводящих мостиков Al и Pb, индуцированных периодической доменной структурой в ферромагнитном монокристалле феррита бария BaFe₁₂O₁₉ [3, 4].

Магнитные свойства кристаллов BaFe₁₂O₁₉. Мы показали, что параметры равновесной доменной структуры монокристаллов феррита бария могут быть изменены специальным выбором направления полировки поверхности кристалла. В том случае, когда ось магнитной анизотропии "с" практически лежит в плоскости кристалла, доменные стенки имеют хорошо определенную прямолинейную форму на макроскопических масштабах (до 100 мкм). Интегральные измерения намагниченности показали, что намагниченность кристаллов практически линейно зависит от приложенного поля и остаточная намагниченность близка к нулю (случай магнитомягких ферромагнетиков). Однако локальные измерения, выполненные с помощью сканирующего холловского магнитометра, показали, что распределение магнитного поля слабо изменяется под действием внешнего магнитного поля (смещение доменных стенок много меньше ширины доменов), и потому параметры доменной структуры можно считать практически неизменными.

Локализованная сверхпроводимость в гибридных *S*/*F*-структурах на основе Al. Поскольку магнитное поле, индуцированное периодической доменной структурой в кристаллах феррита бария, зависит в основном от одной координаты, то такие системы очень удобны для изучения транспортных свойств *S/F*-структур. С помощью электронно-лучевой литографии был изготовлен алюминиевый мостик крестообразной формы (толщиной 50 нм и шириной 30 мкм), который располагался над одной из прямолинейных доменных стенок (рис. 1). Амплитуда модуляции поля магнитных доменов ($B_0 \sim 500 \Gamma$) существенно превышает верхнее критическое поле Al ($H_{c2}^{(0)} \sim 200$ Г при T = 0), $B_0/H_{c2}^{(0)} > 2.5$. Поэтому сверхпроводимость в такой системе возникает только во внешнем поле над доменами с компенсированным полем (т. е. над магнитными доменами с z-компонентой намагниченности противоположного знака по отношению κ H, reverse-domain superconductivity).



Рис. 1. Комбинированное магнитосиловое (MFM) и атомносиловое (AFM) изображение исследуемой структуры: темные и светлые полосы представляют собой магнитные домены в кристалле $BaFe_{12}O_{19}$, черная сплошная линия указывает края сверхпроводящего Al-мостика. Ширина магнитных доменов и ширина мостика одинаковы и равны 30 мкм.

Было обнаружено, что сопротивление *S*/*F*структуры уменьшается до нуля только для тока, текущего вдоль доменных стенок (рис. 2). В то же время транспортный ток, инжектируемый перпендикулярно доменным стенкам, не может течь без сопротивления, т. к. ток вынужден пересекать области с подавленной сверхпроводимостью, обладающие нормальным удельным сопротивлением. Как следствие, сопротивление сверхпроводящего мостика становится сильно анизотропным: min R_{\perp} /min $R_{\parallel} > 10^3$ (где R_{\perp} и R_{\parallel} – сопротивление системы при инжекции транспортного тока перпендикулярно и параллельно доменным стенкам).

Мы исследовали процесс формирования сверхпроводящих каналов в широком интервале температур и магнитных полей и получили оценки соответствующего критического тока (рис. 3).



Рис. 2. Зависимость сопротивления структуры при инжекции тока параллельно (R_{\parallel}) и перпендикулярно (R_{\perp}) доменным стенкам от внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно сверхпроводящей пленке.



Рис. 3. Зависимость критического тока I_c гибридной структуры Al/BaFe₁₂O₁₉ от приложенного магнитного поля H для разных знаков стороннего тока.

Асимметрия вольт-амперных характеристик. Экспериментально была обнаружена выраженная асимметрия вольт-амперных характеристик сверхпроводящих микромостиков при инжекции тока вдоль доменной стенки и при $|H|\approx B_0$. Асимметрия проявляется в виде значительной разницы критических токов $I_c^{(+)}$ и $I_c^{(-)}$, текущих в «прямом» и «обратном» направлениях, при этом отношение $I_c^{(+)}/I_c^{(-)}$ зависит как от величины внешнего поля, так и от его знака (см. рис. 3). Такое увеличение критического тока может быть связано с формированием (в области с полностью компенсированным магнитным полем) узкого безвихревого канала, который и обеспечивает перенос большей части сверхпроводящего тока. В то же время выраженной асимметрии вольт-амперных характеристик для случая инжекции стороннего тока перпендикулярно доменным стенкам не обнаружено.

Локализованная сверхпроводимость в гибридных S/F-структурах на основе Pb. Заменяя алюминий на свинец с $H_{c2}^{(0)} \sim 2000$ Г, мы можем уменьшить отношение $B_0/H_{\rm c2}^{(0)}$ и тем самым стимулировать формирование доменной сверхпроводимости (domain-wall superconductivity). Для этого необходимо выполнение условия $1 < B_0/H_{c2}^{(0)} < 1,7,$ что для гибридных структур Pb/BaFe₁₂O₁₉ может быть реализовано в достаточно широком температурном интервале вблизи линии фазового перехода $T_c(H)$. Мы показали, что по мере уменьшения температуры и, как следствие, увеличения $H_{c2}^{(0)}$ возможен переход от локализованной сверхпроводимости над магнитными доменами определенного знака к глобальной сверхпроводимости над доменами обоих знаков. В результате при низких температурах сопротивление структуры падает до нуля даже при инжекции тока перпендикулярно доменным стенкам. При высоких температурах мы снова переходим к режиму локализованной сверхпроводимости над компенсированными доменами и подавленной сверхпроводимостью при H = 0.

Работа поддержана бельгийским научным фондом Methusalem, научной программой NES– ESF, проектами РФФИ, программой президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», Федеральным агентством по образованию в рамках федеральной целевой программы «Научные и педагогические кадры инновационной России 2009–2013» и грантом Президента РФ МК-4880.2008.02.

1. *Velez M.* Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures / M. Velez, J.I. Martin, J.E. Villegas, A. Hoffmann, E.M. Gonzalez, J.L. Vicent, I.K. Schuller // Journ. Magn. Magn. Mater. 2008. V. 320. P. 2547–2562.

2. Aladyshkin A.Yu. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor–ferromagnet hybrids / A.Yu. Aladyshkin, A.V. Silhanek, W. Gillijns, V.V. Moshchalkov // Supercond. Sci. Tech. 2009. V. 22, № 053001.

3. *Aladyshkin A.Yu.* Planar superconductor/ferromagnet hybrids: Anisotropy of resistivity induced by magnetic templates / A.Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, and V.V. Moshchalkov // Appl. Phys. Lett. V. 94, 222503 (2009).

4. *Aladyshkin A.Yu.* Giant anisotropy of the resistance induced by magnetic domains in superconductor/ferromagnet hybrids / А.Yu. Aladyshkin, J. Fritzsche, and V.V. Moshchalkov // Physica C, в печати (2010).
Структура магнитных доменов в двухслойной системе ферромагнетик – сверхпроводник второго рода Cu_{0.47}Ni_{0.53}/ Nb

И.С. Вещунов, В.А. Обознов, А.Н. Россоленко, А.С. Прокофьев, Л.Я. Винников, Л.С. Успенская

Институт физики твердого тела РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка Московская область. e-mail: vinnik@issp.ac.ru

Интерес к исследованию доменной структуры слабоферромагнитных сплавов $Cu_{1-x}Ni_x$ (x > 0,44) обусловлен активным использованием этих материалов в тонкопленочных гетероструктурах со сверхпроводниками. Взаимодействие сверхпроводимости и ферромагнетизма в таких системах приводит к ряду интересных явлений, имеющих перспективу практического применения. Так, например, тонкие пленки $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ используются в качестве ферромагнитных слоев в SFS фазовых инверторах (π -контактах).

Непосредственная визуализация доменной структуры тонких слабоферромагнитных пленок Cu_{0.47}Ni_{0.53} с низкой температурой Кюри (60 K) была осуществлена с помощью прецизионной методики низкотемпературного декорирования ферромагнитными частицами. Эта методика имеет субмикронное пространственное разрешение и высокую магнитную чувствительность. Следует отметить, что методика низкотемпературного «биттеровского» декорирования оказалась единственным возможным методом исследования



Рис. 1. Магнитная доменная структура на поверхности бислоев Cu_{0.47}Ni_{0.53} (20 нм)/ Nb(40 нм) при температурах ниже *Tc* сверхпроводящих пленок Nb. (*a*) H = 50 Э, (*b*) H = 300 Э, (*c*) H = 350 Э, (*d*) H = 440 Э. Размер микрофотографий 4×4 мкм.



Рис. 2. SEM микрофотографии доменной структуры однослойной пленки $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ (20 нм) (*a*) и на поверхности бислоя $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ (20 нм)/Nb(40 нм) (*b*) в магнитном поле 150 Э при температуре 8 К (ниже *Tc* сверхпроводящих пленок Nb).

доменной структуры этого слабоферромагнитного низкотемпературного сплава. Ранее в экспериментах по наблюдению доменов в пленках Cu/Ni было достигнуто улучшение методики путем выбора оптимальных параметров эксперимента, а также применением компьютерных методов обработки изображений, что позволило продвинуть исследования в область рекордно высокого разрешения (< 100 нм) для декорирования в малых магнитных полях до 200 Э.

В экспериментах по декорированию наблюдалась лабиринтная доменная структура, типичная для ферромагнетиков с перпендикулярной магнитной анизотропией. Доменная структура в слое Cu_{0.47}Ni_{0.53} (толщиной 20 нм) имеет период ~100 нм (рис. 1 [1]). Коэрцитивная сила в таких пленках достаточно велика и в перпендикулярном поле составляет ~200 Гс при температуре 4,2 К.

В настоящей работе исследовалась магнитная структура на поверхности бислоев $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ (20 нм)/ Nb(40–100 нм) при температурах ниже Tc сверхпроводящих пленок Nb. Пленки были приготовлены на кремниевых подложках с помощью высокочастотного ионно-плазменного распыления в атмосфере аргона.

Обнаружено расширение интервала магнитных полей до 440 Э, в котором наблюдается доменная структура (увеличение коэрцитивной силы).

Также было обнаружено, что в отличие от предсказаний теории [2] период доменной структуры в такой двухслойной системе ферромагнетик-сверхпроводник увеличивается ~ на 25%, по сравнению с однослойной ферромагнитной пленкой $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ той же толщины – 20 нм (рис. 2). Вид лабиринтной структуры сохранялся и при намагничивании, когда магнитное поле было приложено перпендикулярно пленке, т. е. когда не было выделенного направления в плоскости пленки. При приближении к полю насыщения наблюдались цилиндрические домены, в которых направление намагниченности противоположно внешнему полю.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-00174 и 09-02-00856.

1. Veshchunov, I.S. Observation of the magnetic domain structure in $Cu_{0.47}Ni_{0.53}$ thin films at low temperatures / I.S. Veshchunov, V.A. Oboznov, A.N. Rossolenko, A.S. Prokofiev, L.Ya. Vinnikov, A.Yu. Rusanov, D. Matveev // JETP Lett. 2008. V. 88. P. 873.

2. Sonin E.B. Ferromagnetic film on a superconducting substrate // Phys. Rev. B. 2002. V. 66, P. 136501.

Вихревые молекулы в тонких пленках анизотропных сверхпроводников

А.С. Мельников¹, А.В. Самохвалов¹, Д.А. Савинов¹, А.И. Буздин²

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

² Institut Universitaire de France and Universite Bordeaux I, France.

e-mail: melnikov@ipm.sci-nnov.ru

В тонких пленках анизотропных сверхпроводников межвихревое взаимодействие может быть сильно модифицировано за счет конкуренции дальнодействующего отталкивания, вызванного очень медленным спаданием сверхтока, индуцированного вокруг вихря (эффект Пирла [1]), и притяжения, вызванного наклоном вихревых линий относительно оси анизотропии [2]. Показано, что такая конкуренция сильно влияет на структуру вихревого состояния в тонкопленочных системах. В частности, теоретически предсказано, что для достаточно больших углов наклона поля относительно нормали к пленке эффект Пирла должен приводить к появлению нового типа вихревой структуры, образованной вихревыми цепочками из конечного числа вихрей (вихревыми молекулами). Расчеты взаимодействия вихрей выполнены с учетом искривления наклонных вихревых линий в пленке. Проанализированы пределы сильной и слабой анизотропии сверхпроводящего материала, соответствующие слоистым соединениям и сверхпроводникам с анизотропной эффективной массой куперовских пар. Представлены результаты расчета энергии конечных вихревых кластеров, а также энергии вихревых решеток, для которых предсказан структурный фазовый переход с изменением числа вихрей в элементарной ячейке при увеличении компоненты магнитного поля, параллельной пленке. Полученные результаты обсуждаются в контексте современных экспериментов по визуализации вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках.

Форма вихревых линий в тонкой пленке. Случай слабой анизотропии. В пределе сравнительно слабой анизотропии сверхпроводника мы находим форму вихревых линий в тонкой пленке с использованием феноменологической модели Гинзбурга – Ландау с анизотропным тензором эффективных масс. Для сверхпроводника с большим отношением длины экранировки магнитного поля и длины когерентности приближенное уравнение, описывающее форму вихревой линии, имеет вид

$$\frac{dy}{dz} = \Gamma \frac{b}{\sqrt{1 - b^2}}$$

где $\Gamma = \lambda_c / \lambda_{ab}$ – это параметр анизотропии сверхпроводника, λ_c, λ_{ab} – лондоновские длины проникновения магнитного поля, экранированного сверхпроводящими токами, текущими вдоль оси анизотропии сверхпроводника с и в плоскости пленки **ab**, ось анизотропии выбрана вдоль нормали к плоскости пленки, $b = h(z)H_y/H^*$, $H^*(d)$ критическое поле входа вихревой линии, параллельной пленке,

$$h(z) = \frac{\cosh(d/2\lambda_{ab}) - \cosh(z/2\lambda_{ab})}{\cosh(d/2\lambda_{ab}) - 1},$$

d – толщина пленки, H_y – компонента внешнего магнитного поля, приложенная параллельно плоскости пленки. Геометрия задачи и качественная форма вихревых линий показаны на рис. 1.



Рис. 1. Геометрия задачи и качественная форма вихревых линий в магнитном поле, параллельном поверхности пленки.

При превышении критического поля H^* изолированная вихревая линия оказывается неустойчивой и точки ее выхода на поверхность пленки формально расходятся на бесконечное расстояние.

Форма вихревых линий в тонкой пленке. Случай сильной анизотропии. В пределе сильной анизотропии для описания свойств вихрей мы рассматриваем сверхпроводник как систему сверхпроводящих слоев. При этом для не слишком больших углов наклона вихревой линии по отношению к нормали к пленке оказывается возможным пренебречь джозефсоновскими токами между слоями. Для определения формы линии нами выполнено численное решение уравнений вязкого движения взаимодействующих двумерных вихрей в поле тока, создаваемого магнитным полем, параллельным пленке. Примеры соответствующих распределений двумерных вихрей в системе сверхпроводящих слоев приведен на рис. 2.

Заметим, что при превышении критического поля неустойчивости набор двумерных вихрей в слоях оказывается нестабильным и численные расчеты в этом случае не дают стационарного распределения для центров двумерных вихрей.

Взаимодействие вихревых линий в тонкой пленке. Случаи сильной и слабой анизотропии. Потенциал взаимодействия двух вихревых линий в расчете на один вихрь в пределе сильной анизотропии представлен на рис. 3. При этом мы используем упрощенную модель, пренебрегающую отклонением формы наклонной вихревой линии от прямолинейной.



Рис. 2. Конфигурация двумерных вихрей в сверхпроводящей слоистой структуре конечной толщины в магнитном поле, параллельном поверхности пленки: *a* – начальные координаты двумерных вихрей; δ – стационарное распределение двумерных вихрей в полях, меньших критического значения; *c*, *d*, *e* – распределение двумерных вихрей в разные моменты времени в полях, больших критического значения, при которых стационарное распределение означения, при которых стационарное распределение отсутствует, а вихревая линия распадается. $H_0 = \phi_0/2\pi\lambda_{ab}^2$.



Рис. 3. Потенциал взаимодействия двух вихревых линий в пределе сильной анизотропии для различных значений угла наклона вихревых линий относительно нормали к пленке. $d = 3\lambda_{ab} \cdot \varepsilon_0 = \phi_0/16\pi^3 \lambda_{ab}$.

Для случая слабой анизотропии мы выполнили расчет потенциала взаимодействия вихрей с учетом искривления вихревых линий. Поведение этого потенциала как функции межвихревого расстояния оказывается качественно аналогичным графикам рис. 3. Энергия вихревых кластеров. Необычный характер потенциала взаимодействия вихревых линий приводит к возможности получить энергетически выгодные вихревые кластеры (или молекулы) конечного размера. При увеличении компоненты магнитного поля, параллельной пленке, число вихрей в кластерах возрастает, что в итоге приводит к формированию бесконечных вихревых цепочек, характерных для массивного сверхпроводника. На рисунке 4 изображены типичные зависимости энергии кластеров в расчете на один вихрь от межвихревого расстояния в кластере.



Рис. 4. Энергия вихревых кластеров с числом вихрей *N* (указанным цифрой около каждой кривой) в пределе сильной анизотропии для углов наклона вихревых линий, равных 78° (пунктирные линии) и 80° (сплошные линии). На вставках показаны энергетически выгодные конфигурации вихрей, образованные кластерами из двух и трех вихрей. $d = 3\lambda_{ab} \cdot \varepsilon_0 = \phi_0/16\pi^3 \lambda_{ab}$.

Фазовые переходы с изменением числа квантов магнитного потока на элементарную ячейку. Предсказанное формирование вихревых кластеров для периодической вихревой структуры должно приводить к изменению числа квантов магнитного потока, приходящегося на элементарную ячейку решетки вихрей. Нами выполнены численные расчеты энергий вихревых решеток, показавшие неустойчивость одноквантовых решеток по отношению к удвоению элементарной ячейки.

Работа частично поддержана РФФИ, фондом «Династия» и федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. Pearl J. // Appl. Phys. Lett. 5, 65 (1964).

2. Buzdin A.I., Simonov A.Yu. // JETP Lett. 51, 191 (1990).

Магнитная доменная структура и кинетика перемагничивания гетероструктур YBCO/LSMO

Л. Успенская¹, Т. Нургалиев²

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл. ² Институт электроники БАН, Цареградское ш., 72, София, Болгария. e-mail: uspenska@issp.ac.ru

Привлекательная идея использовать магнитомягкие материалы для управления сверхпроводящими свойствами сверхпроводника в гетероструктурах сверхпроводник – ферромагнетик широко реализуется в настоящее время. Особый интерес для приложений могут представлять гетероструктуры высокотемпературный сверхпроводник ферромагнетик, например, YBCO/LSMO, где необходимые спонтанная намагниченность, магнитная доменная структура и другие свойства магнетика (манганита лантана) легко подстраиваются изменением допирования манганита, а сама доменная структура изменяется под действием умеренных магнитных полей. Влияние манганита на критический ток и температуру сверхпроводящего перехода ҮВСО были изучены ранее. В данной работе основное внимание уделяется исследованию конфигураций проникающего в пленку YBCO магнитного потока при намагничивании плоскостным и перпендикулярным магнитными полями и корреляции картины проникновения поля с реальной магнитной доменной структурой манганита. Наблюдения выполнены в широком диапазоне температур методом визуализации магнитного потока с помощью индикаторных пленок [1, 2].

В качестве объекта исследования были выбраны пленки La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ толщиной 20 нм, выращенные на (100) LaAlO₃-подложках при температуре подложки T_{dep} ~ 700 °C и отожженные при температуре $T_4 \sim 600^{\circ}$ С (основная площадь пленок была свободна от двойников, а имеющиеся немногочисленные двойники наследовались от подложки). На такие пленки при $T_{dep} \sim 780$ °C напылялся слой YBa₂Cu₃O_{7-d} толщиной 40 нм и проводился дополнительный отжиг образца при $T_A \sim 530$ °C. Температура перехода пленок в ферромагнитное состояние Т_с, определенная с помощью магнитооптики, составляет 336 К. Температура перехода пленок в сверхпроводящее состояние T_c^s, определенная из резистивных измерений, ~ 88 К. После охлаждения от температуры выше Т_с без магнитного поля в пленках манганита формировалась лабиринтная доменная структура с перпендикулярной намагниченностью, с доменными границами, ориентированными преимущественно вдоль <100> направлений [3] в свободной от двойников области пленки, и полосовая структура с намагниченностью в плоскости между двойниковыми границами и с перпендикулярной намагниченностью на двойниковых границах.

При намагничивании бислойной пленки перпендикулярным полем поток входит в нее ровным фронтом, со всех сторон на одинаковую глубину, но не в виде равномерного градиента, а в виде тоненьких равноудаленных цепочек по направлению вдоль двойников и в виде вспрысков потока (типа дендридного проникновения в жесткий сверхпроводник при низких температурах [4]) в направлении поперек двойников (рис. 1, а, б). То есть двойники и локализованные на них магнитные домены выступают в роли препятствий для входящих вихрей. Однако при выходе магнитного потока эта особенность отсутствует! Магнитный поток выходит, как если бы двойниковой структуры не существовало, так же как и в области, свободной от двойников, где перпендикулярный магнитный поток входит и выходит в виде тонких цепочек.



Рис. 1. Схема, поясняющая картину проникновения (*a*) и выталкивания (*б*) магнитного потока из бислойной пленки YBCO/LSMO при $T < T_c^s$ после охлаждения в нулевом магнитном поле от $T = T_c$ (двойниковые ряды предполагаются находящимися в верхней части образца, по горизонтали), и картина проникновения потока в той же части бислойки после её намагничивания при $T_c^s < T < T_c$ плоскостным полем.

Важно отметить, что такая "полосатая" структура магнитного потока является отличительной чертой именно бислойной структуры сверхпроводникмагнетик: поток входит равномерным фронтом в уединенную пленку YBCO, а в бислойную пленку, охлажденную от T_c без магнитного поля, – цепочками. Можно было предположить, что это является следствием того, что при охлаждении бислойки ниже T_c^s микронная доменная структура ферромагнитного слоя оказывается продекорированной вихрями, что влияет на распределение вихрей, дополнительно входящих в структуру при наложении внешнего поля.

И действительно, было показано, что картина проникновения поля существенно зависит от магнитной предыстории. Например, если при T выше T_c^s бислойка намагничивалась плоскостным полем, то конфигурация входящего магнитного потока существенно отличалась от описанной выше, рис. 1, *а*, *в*. Теперь поток входил в структуру макроскопическими каплями, окруженными полем обратного знака, наведенным, по-видимому, экранирующими токами.

Следует отметить важное следствие наблюдаемой знакопеременности входящего и захваченного потоков в бислойной структуре – при такой конфигурации потока некорректно определять величину критического тока из ширины петель гистерезиса, измеренных, например, с помощью вибромагнетометра, как это обычно делается, см. например [5], поскольку такие оценки дадут существенно заниженное значение тока.

Особый интерес представляло изучение поведения бислойной структуры ферромагнетик сверхпроводник в продольном магнитном поле, поскольку из-за форм-фактора такое поле легче намагничивает магнитную пленку до насыщения. В результате проведенных исследований мы установили, что картина проникновения плоскостного поля, как и перпенликулярного, сушественно зависит от магнитной предыстории. Если намагничивать бислойку, охлажденную от Т_с без внешнего поля, то плоскостное поле проникает в пленку пятнами поток-антипоток, несущими перпендикулярную плоскости пленки компоненту индукции: формируется картина, аналогичная показанной на рис. 1, в. Если при T выше T_c^s бислойка намагничивалась плоскостным полем, то магнитный поток входит в виде широких полос поток-антипоток, параллельных краю пластины с затухающей по мере удаления от края амплитудой, рис. 2. Численное моделирование, выполненное A.Campbell (Cambridge), показало, что такая картина проникновения магнитного потока может наблюдаться из-за искажений конфигурации приложенного внешнего поля магнитостатическими полями рассеяния магнетика, если намагниченность ферромагнетика лежит в его плоскости. Однако из литературных данных следовало, что намагниченность в пленке манганита такой толщины должна быть ориентирована перпендикулярно, а доменная структура должна быть субмикронной лабиринтного типа.

Для объяснения наблюдаемой трансформации конфигурации магнитного потока в зависимости от предыстории мы исследовали собственно магнитную доменную структуру пленки манганита лантана и установили, что эта структура может находиться в двух принципиально разных метастабильных конфигурациях: либо субмикронная лабиринтная доменная структура с перпендикулярной намагниченностью, либо широкие домены с намагниченностью в плоскости пленки вдоль направления типа <110> [3, 6]. При понижении температуры вид доменной структуры сохраняется. Но вид доменных границ, через зарождение и движение которых происходит намагничивание, изменяется по мере изменения температуры. При высоких температурах это типичные для тонких пленок с плоскостной анизотропией head-o-head зигзагообразные 180-градусные доменные границы, которые спрямляются при понижении температуры, а затем становятся диффузными широкими полосами с рябью намагниченности перед движущейся границей и с остаточной рябью после прохождения границы [7]. При этом резко возрастает коэрцитивность и падает подвижность до-



Рис. 2. Схема, поясняющая картину проникновения плоскостного поля при исходной магнитной доменной структуре пленки манганита (*a*) и после её намагничивания при $T_c^s < T < T_c$ плоскостным полем (б); распределение перпендикулярной составляющей магнитной индукции по мере усиления плоскостного поля в направлении перпендикулярно краю (*в*).

менных границ, усиливаются эффекты магнитного последействия.

Таким образом, показано, что при всех конфигурациях магнитной доменной структуры жесткого ферромагнетика поток в сверхпроводящей пленке оказывается знакопеременным с масштабом модуляции, зависящим от вида структуры, ориентации поля, температуры.

Работа выполнена при поддержке проектом РФФИ 09-02-00856. Авторы выражают благодарность С. Митевой, Б. Благоеву, Т. Дончеву (ИЭ БАН, София) за изготовление образцов и их предварительное тестирование.

1. *Khapikov, A.* Magnetic Domains and Twin Structure of the $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ single crystal / Khapikov A., Uspenskaya L., Bdikin I. et al. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 2376–2378.

2. Uspenskaya L. Magneto-optical Study of Melt Processed YBaCuO / Uspenskaya L., Vlasko-Vlasov V., Nikitenko V., Johanson T. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. P. 11979–11988.

3. Успенская Л.С. Кинетика перемагничивания тонкой пленки манганита La_{0.7}Sr_{0.3}MnO₃ / Успенская Л.С., Курбатова И.В., Нургалиев Т., Митева С. // Известия РАН, сер. физич. 2009. Т. 73. В. 8. С. 1172–1174.

4. Duran C.A. Observation of magnetic field penetration via dendritic growth in superconducting niobium films / Duran C.A., Gammel P.L., Miller R.E., Bishop D.J. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. No. 1. P. 75–78.

5. *Nurgaliev T.* YBCO/manganite layered structures on NdGaO3 substrates / Nurgaliev T., Blagoev B., Donchev T., Miteva S., Mozhaev P.B., Mozhaeva J.E., Ovsyannikov G.A., Kotelyanskii I.M., Jacobsen C. // Journal of Physics: Conf. Ser. 2006. V. 43. P. 329–332.

6. Uspenskaya L.S. Magnetization reversal of thin $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ manganite films grown on $LaAlO_3$ / Uspenskaya L.S., Nurgaliev T., Miteva S. // J. Phys. D. 2009. V. 42. P. 185006 (5 p).

7. Uspenskaya L.S. Temperature dependence of magnetization reversal of thin manganite film / Uspenskaya L.S., Nurgaliev T., Miteva S. // Acta Phys. Pol. A. 2010. To be published.

СОДЕРЖАНИЕ

Ковальчук М.В. Курчатовский центр нано-био-инфо-когнитивных технологий	5
Яковлев Д.Р. Когерентная спиновая динамика полупроводниковых квантовых точек	7
<i>Kukushkin I.V.</i> Dispersion of collective excitations of strongly interacting electron system in the regime of fractional quantum Hall effect	8
Лозовик Ю.Е. Когерентные состояния поляритонов и экситонов: вызовы и перспективы	12
<i>Кулаковский В.Д., Деменев А.А., Гаврилов С.С., Гиппиус Н.А. и Тиходеев С.Г.</i> Кинетика конденсации экситонных поляритонов в планарных полупроводниковых микрорезонаторах	13
Горбунов А.В., Тимофеев В.Б. Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов	14
Kulik L.V. Spin-flip excitations in two-dimensional electron systems with strong exchange interaction	16
Алешкин В.Я., Бурдейный Д.И., Жолудев М.С. Изотропная модель для описания резонансов Фано в спектрах примесной проводимости p-GaAs	18
<i>Латышев А.В.</i> Метрология и структурная диагностика наноструктур	20
Бахтизин Р.З., Орешкин А.И., Муруган П., Кумар В., Садовский Ю.Т., Фуджикава Я., Кавазое Ё., Сакурай Т. Атомно-масштабные исследования и компьютерная диагностика наноструктур на основе молекул фторированных фуллеренов	22
Зотов А.В., Саранин А.А., Wei С.М., Wang Y.L. Механизмы упорядочения нанокластеров на поверхности	24
<i>Ельцов К.Н.</i> Технологии атомного масштаба с использованием сверхвысоковакуумного сканирующего туннельного микроскопа	26
Гольцман Г.Н., Корнеев А.А., Дивочий А.В., Флоря И.Н., Корнеева Ю.П., Тархов М.А., Финкель М.И., Рябчун С.А., Третьяков И.В., Масленников С.Н., Каурова Н.С., Чулкова Г.М., Воронов Б.М. Сверхпроводниковые терагерцовые смесители, детекторы и счетчики фотонов на электронном разогреве в тонкой пленке NbN	28
Вакс В.Л., Балакирев В.Ю., Панин А.Н., Приползин С.И., Кошелец В.П., Киселев О.С. Разработка физических принципов построения и реализации спектрометра диапазона 0.5–0.7 ТГц со сверхпроводниковым интегральным приемником	30
<i>Клушин А.М., Song F., Семенов А.Д.</i> Излучение из массивов ниобиевых джозефсоновских контактов, встроенных в открытый резонатор	32
Смирнов К.В., Вахтомин Ю.Б., Дивочий А.В., Ожегов Р.В., Пентин И.В., Гольцман Г.Н. Широкополосный однофотонный приемник оптического и ИК излучения	34
Юзефович О.И., Kościelska B., Бенгус С.В., Witkowska A. Сверхпроводимость гранулированных пленок NbN-SiO ₂	36
Ganichev S.D. All electrical detection of the stokes parameters of Infrared/Terahertz radiation	38
Knap W., Dyakonova N., Videlier H., Boubanga-Tombet S., Coquillat D., Teppe F., Karpierz K., Łusakowski J. Field Effect Transistors for Terahertz Detection	39
Попов В.В., Полищук О.В. Возбуждение плазмонных резонансов в экранированной двумерной электронной системе с боковыми контактами	41
<i>El Fatimy A., Dyakonova N., Meziani Y., Otsuji T., Coquillat D., Knap W., Teppe F., Vandenbrouk S., Madjour K., Théron D., and Gaquiere C., Poisson M.A., Delage S.</i> GaN/AlGaN nanometer transistors as a voltage-tunable room temperature Terahertz sources	43
<i>Pavlov S.G., Shastin V.N., Abrosimov N.V., Zhukavin R.Kh., Böttger U., Eichholtz R., Riemann H., Redlich B., Pohl HJ., and Hübers HW.</i> Terahertz stimulated emission due to electronic Raman scattering in natural Si:P and isotopically enriched ²⁸ Si:P silicon	45
<i>Жаров А.А., Жарова Н.А.</i> Гигантское резонансное усиление нелинейного оптического отклика метаматериалов на основе "одетых" наночастиц	47
Гутаковский А.К., Латышев А.В. Атомная структура полупроводниковых гетеросистем	49
<i>Грузнев Д.В., Чубенко Д.Н., Зотов А.В., Саранин А.А.</i> Адсорбция триптантрина на металлические реконструкции поверхности Si(111)	51

<i>Kozhevnikov I.V., Peverini L., Ziegler E.</i> In-situ study of the surface dynamic during sputter growth and ion erosion
Барышева М.М., Вайнер Ю.А., Грибков Б.А., Зорина М.В., Пестов А.Е., Рогачев Д.Н., Салащенко Н.Н., Струля И.Л., Чхало Н.И. Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой микроскопии и интерференционной микроскопии
<i>Зуев С.Ю., Митрофанов А.В.</i> Зеркальные свойства поверхности полимерных пленок в мягкой рентгеновской области спектра
Ивченко Е.Л. Резонансные фотонные кристаллы и квазикристаллы
Бельков В.В. Фотогальванические эффекты в полупроводниковых гетероструктурах: роль симметрии 60
Гавриленко В.И., Драченко О., Иконников А.В., Криштопенко С.С., Садофьев Ю.Г., Спирин К.Е., Schneider H., Helm M. Спектры циклотронного резонанса электронов в гетероструктурах InAs/AlSb в сверхсильных магнитных полях
Попов В.Г., Weidmann S., Portal JC. Роль межподзонных возбуждений в формировании кулоновской псевдощели при туннелировании электронов между двумерными электронными газами
Шамирзаев Т.С., Debus J., Яковлев Д.Р., Журавлев К.С., Bayer M. Спиновая релаксация экситонов в непрямозонных гетероструктурах первого рода
Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрические взаимодействия в гетероструктурах ферромагнетик – сегнетоэлектрик
<i>Успенская Л.С.</i> Асимметричная кинетика перемагничивания тонких обменно-связанных пленок ферромагнетика
Уздин В.М. Интерфейсы материалов с разными типами магнитного упорядочения в наноструктурах 71
Петров В.Н., Устинов А.Б. Управление АФМ – ФМ-связью на поверхности FeNi ₃
Kando M., Pirozhkov A.S., Kawase K., Esirkepov T.Zh., Fukuda Y., Kiriyama H., Okada H., Daito I., Kameshi- ma T., Hayashi Y., Kotaki H., Mori M., Koga J.K., Daido H., Faenov A.Ya., Pikuz T., Ma J., Chen LM., Ragozin E.N., Kawachi T., Kato Y., Tajima T., and Bulanov S.V. Enhancement of photon number reflected by the relativistic flying mirror
Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Шевелько А.П., Якушев О.Ф. ВУФ-диагностика плазмы мощных Z-пинчей по спектрам тяжелых элементов (установка "Ангара-5-1")
Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Шевелько А.П., Якушев О.Ф. Рентгенооптические характеристики фокусирующих многослойных структур
Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Шмаенок Л.А. Эволюция распределения элементов в свободновисящих фильтрах ЭУФ Zr/ZrSi ₂ с защитными слоями MoSi ₂ и ZrSi ₂ при отжиге
Дроздов М.Н., Клюенков Е.Б., Лопатин А.Я., Лучин В.И., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Цыбин Н.Н., Чхало Н.И., Шмаенок Л.А. Термически стойкие многослойные EUV-фильтры на основе молибдена 83
Деев С.М., Лебеденко Е.Н. Молекулярный наноконструктор барназа – барстар 85
<i>Чаплик А.В.</i> Эффект Ааронова – Бома для композитных частиц и коллективных возбуждений в наноструктурах (к 50-летию открытия)
Аверкиев Н.С., Воронов М.М., Глазов М.М., Поддубный А.Н. Коллективные эффекты в полупроводниковых квантовых микрорезонаторах
<i>Лысенко В.Г., Langner M., Hintschich S.I., Fröb H., Leo К.</i> Поляритонные локальные моды и супермоды в планарных микрорезонаторах
<i>Прокудина М.Г., Храпай В.С.</i> Нелокальное взаимодействие между квантовыми контактами, управляемое магнитным полем
<i>Гиппиус Н.А., Weiss Т., Тиходеев С.Г.</i> Резонансное приближение для описания оптических свойств фотонно-кристаллических слоев
<i>Kravtsov E., Ustinov V.V.</i> Complementary use of neutron and synchrotron <i>x</i> -ray scattering to probe magnetic microstructure in exchange-coupled layered nanoheterostructures
<i>Татарский Д.А., Удалов О.Г., Фраерман А.А.</i> Невзаимность и нарушение принципа детального равновесия при упругом рассеянии неполяризованных нейтронов системами с некомпланарной магнитной структурой

Игнатович В.К., Никитенко Ю.В., Фраерман А.А. Прохождение поляризованных нейтронов через неколлинеарные и некомпланарные магнитные слоистые структуры	101
<i>Курин В.В., Пименов И.В.</i> Резонансные магнитооптические эффекты в ферромагнитных наноструктурах	103
Сапожников М.В., Гусев С.А., Рогов В.В., Ермолаева О.Л., Левичев М.Ю., Троицкий Б.Б., Хохлова Л.В., Смирнов Д.А. Оптические и магнитные свойства тонкой пленки Со, нанесенной на поверхность коллоидного кристалла	105
<i>Рязанов В.В., Столяров В.С., Крен Т., Родичев Д., Голикова Т.Е., Обознов В.А., Егоров С.В.</i> Исследование когерентных и неравновесных эффектов в гибридных структурах сверхпроводник – ферромагнетик	107
<i>Bobkova I.V., Bobkov A.M.</i> Triplet contribution to the Josephson current in the nonequilibrium superconductor/ferromagnet/superconductor junction	109
<i>Самохвалов А.В., Буздин А.И.</i> Джозефсоновский ток и <i>п</i> -состояние в ферромагнитном слое со сверхпроводящими наночастицами	111
Silaev M.A. On the possibility of a long range proximity effect in a ferromagnetic nanoparticle	113
<i>Koeble J., Oertel M., Maier M., Chandarsekhar N., Joachim Ch.</i> A novel route towards electrical connection of molecular nano-devices: manipulation and multiple STM tip based transport measurements on Au island on MoS ₂	115
<i>Maier M. and Bettac A., Feltz A., Oertel M.</i> QPlus AFM at temperatures between 5 K and 1083 K with small oscillation amplitudes and high frequencies.	116
<i>Демиховский В.Я.</i> «Квазирелятивистская» динамика электронных волновых пакетов в кристаллических твердых телах	117
<i>Аплеснин С.С., Пискунова Н.И.</i> Электронный спектр триммера с сильными электронными корреляциями и с переменным числом электронов	119
<i>Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Суслов А.В., Миронов О.А., Leadley D.R.</i> Переход ферромагнетик – парамагнетик в <i>p</i> -Si/SiGe/Si с анизотропным g-фактором в наклонном магнитном поле	121
Кудасов Ю.Б., Коршунов А.С., Маслов Д.А., Павлов В.Н. Динамика намагниченности фрустрированных изинговских систем	123
Хизриев К.Ш., Муртазаев А.К., Уздин В.М., Джамалутдинова И.С. Исследование модели наноразмерной магнитной сверхрешетки	125
Вальков В.В., Дзебисашвили Д.М., Головня А.А. Влияние спин-флуктуационной динамики на энергетическую структуру двумерных электронных систем с сильными корреляциями	127
Водолазов Д.Ю., Peeters F.M. Сильное влияние нелокальных неравновесных эффектов на динамику параметра порядка в центре проскальзывания фазы	129
Рыжов Д.А., Шерешевский И.А., Нефёдов И.М. Фазовая диаграмма вихревых состояний в мезоскопических сверхпроводниках	131
Соловьев И.И., Корнев В.К., Кленов Н.В., Муханов О.А., Шадрин А.В. и Овсянников Г.А. Сверхпроводн ковые джозефсоновские структуры с высокой линейностью преобразования магнитного сигнала в отклик напряжения.	∃и- 133
Соболев А.С. Флакс-флоу-генератор субмм-диапазона с антикоррелированным шумом по току смещения и магнитному полю	135
Pankratov A.L., Gavrilov A.S. Optimal fast readout of a phase qubit states	137
Садофьев Ю.Г. Выращивание структур ТГц-ККЛ методом молекулярно-пучковой эпитаксии	139
<i>Revin D.G., Commin J.P., Zhang S.Y., Kennedy K., Krysa A.B., Hopkinson M., Cockburn J.W.</i> InGaAs/AlAsSb quantum cascade lasers operating in the 3–4 μm wavelength range	141
Фирсов Д.А., Шалыгин В.А., Паневин В.Ю., Мелентьев Г.А., Софронов А.Н., Воробьев Л.Е., Андрианов А.А., Захарьин А.О., Жуков А.Е., Михрин В.С., Васильев А.П., Гавриленко Л.В., Гавриленко В.Р. Антонов А.В., Алешкин В.Я. Излучение и фотопроводимость в квантовых ямах GaAs/AlGaAs n-типа в терагериовой области спектра: роль резонансных состояний	1., 143
Васильев Ю.Б., Гвиде Ф., Нахтвай Г. Терагерцовая магнитоспектроскопия двумерных электронов в квантовых ямах InSb/AIInSb	145

Байдусь Н.В., Белевский П.А., Бирюков А.А., Вайнберг В.В., Винославский М.Н., Иконников А.В., Звонков Б.Н., Пилипчук А.С., Порошин В.Н. Латеральный транспорт и дальнее ИК-излучение электронов в гетероструктурах In _x Ga _{1-x} As/GaAs с двойными туннельно-связанными квантовыми	1 47
ямами в сильном электрическом поле	. 147
Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А., Климов А.Ю., Миронов В.Л., Рогов В.В., Фраерман А.А. Магнитные тупнельные контакты	151
Гатиятов Р.Г., Лисин В.Н., Бухараев А.А. Исследование нелинейной проводимости наноконтактов Ni и Cu при комнатной температуре	. 152
<i>Болтаев А.П., Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А.</i> Исследование процессов намагничивания и магнитосопротивление периодических систем из магнитных наноостровов	. 154
Латышев Ю.И., Орлов А.П., Латышев А.Ю., Эскоффиер В. Дираковские фермионы в графите	. 156
Фальковский Л.А. Оптика полупроводников с линейным электронным спектром	. 158
Садовский И.А., Лесовик Г.Б., Мартин Т. Влияние фононов на зарядовые состояния в андреевских квантовых точках	. 160
Девятов И.А., Ромашка М.Ю., Бурмистрова А.В. Транспорт тока и тепла в наноструктурах с новыми двузонными сверхпроводниками	. 161
<i>Bobkov A.M., Bobkova I.V.</i> Sign-reversal order parameter behavior near s_{\pm} -superconductor surface	. 163
Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Проект изготовления российского ЭУФ-нанолитографа для производства СБИС по технологическим нормам 22 нм	. 165
Lisenfeld J., Bushev P., Müller C., Cole J.H., Shnirman A., and Ustinov A.V. Microwave spectroscopy of defects in tunnel barriers of Josephson junctions	. 169
Shur M. Terahertz Nanostructures	. 171
Иванов С.В., Жмерик В.Н., Луценко Е.В. Квантоворазмерные гетероструктуры AlGaN для оптоэлектроники глубокого УФ-диапазона: молекулярная эпитаксия, структурные, оптические и лазерные свойства	. 175
<i>Цырлин Г.Э.</i> Полупроводниковые нитевидные кристаллы: рост, оптические и электрофизические свойства	. 177
Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Швец В.А., Квон З.Д., Ольшанецкий Е.Б., Данилов С.Н., Ганичев С.Д. Контроль и рост HgTe-квантовых ям	. 179
Комиссарова Т.А., Шахов М.А., Жмерик В.Н., Wang X., Paturi P., Yoshikawa A., Парфеньев Р.В., Иванов С.В. Осцилляции Шубникова – де Гааза в нанокомпозитном материале на основе InN	. 181
Кочиев М.В., Нгуен М.Х., Сибельдин Н.Н., Скориков М.Л., Цветков В.А. Температурное тушение и динамика фотолюминесценции структур GaAs/AlGaAs с мелкими квантовыми ямами	. 183
<i>Чиненков М.Ю., Попков А.Ф., Мазуркин Н.А., Корнеев В.И.</i> Нелинейная спиновая динамика в магнитных мезоструктурах, индуцированная спин-поляризованным током	. 185
Шикин А.М. Эффекты обменного и спин-орбитального взаимодействий как основа индуцированной подложкой модификации спиновой электронной структуры квантовых систем	. 187
Лебедев А.А., Лебедев С.П., Мынбаева М.Г., Оганесян Г.А., Стрельчук А.М., Шамшур Д.В., Дементьев П.А., Петров В.Н., Титков А.Н. Электрические свойства пленок мультиграфена, сформированных сублимацией на поверхности SiC	. 189
Силкин В.М., Чулков Е.В., Эченике Р.М. Низкоэнергетические коллективные электронные возбуждения на поверхностях с адсорбированными слоями	. 191
Волгунов Д.Г., Забродин И.Г., Закалов А.Б., Зуев С.Ю., Каськов И.А., Клюенков Е.Б., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Суслов Л.А., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Стенд проекционного ЭУФ-нанолитографа-мультипликатора с расчетным разрешением 30 нм	. 193
Зуев С.Ю., Пестов А.Е., Салащенко Н.Н., Скрыль А.С., Струля И.Л., Суслов Л.А., Торопов М.Н., Чхало Н.И. Двухзеркальный проекционный объектив нанолитографа на λ = 13,5 нм	. 195
Зуев С.Ю., Клюенков Е.Б., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Торопов М.Н., Салащенко Н.Н., Суслов Л.А. Чхало Н.И. Технологический комплекс для изготовления прецизионной изображающей оптики	l., . 197

Сизенев В.С., Струля И.Л. Изготовление сверхгладких подложек рентгеновских зеркал	199
Демидов Е.С., Подольский В.В., Лесников В.П., Карзанов В.В., Сапожников М.В., Грибков Б.А., Гусев С.Н., Левчук С.А. Наноразмерные слои ферромагнитных полупроводников и сплавов Гейслера на основе кремния, германия и 3 <i>d</i> -металлов	201
Рыльков В.В., Аронзон Б.А., Николаев С.Н., Тугушев В.В., Демидов Е.С., Левчук А.С., Лесников В.П., Подольский В.В. Магнитные и магнитотранспортные свойства пленок $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.35$)	203
Мейлихов Е.З., Фарзетдинова Р.М. Магнетизм в гетероструктурах на основе магнитных полупроводников	205
Терещенко О.Е., Шамирзаев Т.С., Гилинский А.М., Дмитриев Д.Д., Торопов А.И., Lampel G., Lassailly Y., Paget D., Peretti J. Электрическая и оптическая регистрация спина электрона магнитным барьером Шоттки	207
Анчуткин В.С., Бельский А.Б., Будагов Ю.А., Гущин О.П., Ленский И.Ф., Ольшевский А.Г., Сисакян А.Н., Сыресин Е.М., Трубников Г.В., Шелепин Н.А., Ширков Г.Д. Ускорительный комплекс для экстремальной ультрафиолетовой литографии на базе ЛСЭ со средней мощностью излучения киловаттного диапазона	209
Пашкин Ю.А., Ли Т.Ф., Астафьев О., Князев Д., Цай Дж.Ш. Наномеханика одноэлектронного транзистора	211
Морозов С.В., Гавриленко В.И., Гавриленко Л.В., Антонов А.В., Маремьянин К.В., Яблонский А.Н., Курицын Д.И., Ерофеева И.В., Сергеев С.М., Румянцев В.В. Исследование релаксации примесной фотопроводимости в терагерцовом диапазоне в гетероструктурах In _{0.1} Ga _{0.9} As _{0.8} P _{0.2} /GaAs и Ge/Ge _{0.9} Si _{0.1} с квантовыми ямами	213
Морозов С.В., Гавриленко В.И., Маремьянин К.В., Ерофеева И.В., Яблонский А.Н., Антонов А.В., Гавриленко Л.В., Румянцев В.В. Кинетика терагерцовой фотопроводимости в p-Ge в условиях примесного пробоя	215
<i>Орлова Е.Е.</i> Температурная зависимость инверсной заселенности на внутрицентровых переходах мелких примесей в полупроводниках	217
<i>Тиходеев С.Г., Ueba Hiromu</i> . Неупругая туннельная спектроскопия и манипуляция единичными молекулами при помощи СТМ	219
<i>Русина Г.Г., Борисова С.Д., Чулков Е.В.</i> Вибрационные свойства адсорбционных структур и кластеров на поверхности Cu(111)	221
Виноградов А.С., Бржезинская М.М., Преображенский А.Б., Виноградов Н.А., Генералов А.В., Клюшин А.Ю. Характеризация атомной и электронной структуры наносистем и материалов методами ультрамягкой рентгеновской спектроскопии	223
Астров Ю.А., Порцель Л.М., Лодыгин А.Н., Толмачев В.А., Анкудинов А.В., Gurevich E.L., Kittel S., Hergenröder R. Модификация свойств поверхности GaAs малыми токами таунсендовского разряда	225
<i>Кузин С.В., Богачев С.А., Шестов С.В., Рева А.А., Ульянов А.С.</i> Исследование солнечной короны со сверхвысоким пространственным разрешением в проекте «АРКА»	227
Слемзин В.А. Фотометрия солнечного ВУФ-излучения с помощью космических телескопов с многослойной оптикой нормального падения	229
<i>Кузин С.В., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н.</i> Выбор материалов оптики для диагностики короны Солнца в диапазоне длин волн 6–121 нм	231
Водопьянов А.В., Голубев С.В., Мансфельд Д.А., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И. Источник экстремального ультрафиолетового излучения на основе плазмы, нагреваемой излучением миллиметрового диапазона	233
Шабельников Л.Г., Шабельникова Я.Л., Сторижко В.Е., Ильяшенко М.В. Моделирование профиля мишеней, собирающих генерируемое излучение	235
<i>Быков В.А.</i> Технологии и оборудование для экспериментальных работ в области нанофизики и наноэлектроники	236
Шур В.Я. Нанодоменные структуры в сегнетоэлектриках. Доменные нанотехнологии в монокристаллах ниобата лития и танталата лития	238
Никитов С.А., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Магнонные кристаллы – новый тип функциональных электронных кристаллов	242
Яссиевич И.Н., Москаленко А.С., Прокофьев А.А. Излучательные процессы в кремниевых нанокристаллах	246

Машин А.И., Нежданов А.В., Филатов Д.О., Исаков М.А., Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю., Денисов С.А. Конфокальная рамановская микроскопия самоформирующихся островков GeSi/Si(001)	. 250
Ершов А.В., Машин А.И., Тетельбаум Д.И. Оптические и электрические свойства вертикально упорядоченных массивов нановключений кремния в оксиде с высокой диэлектрической проницаемостью	. 252
- Неизвестный И.Г. Проблемы МДП электроники на основе Ge и полупроводников типа A3B5	254
Титков А.Н. Электрофизические свойства нитевидных полупроводниковых кристаллов	. 256
<i>Толстихина А.Л.</i> Перспективы воздушной АСМ как метода нанодиагностики на примере специализированного метрологического комплекса	. 257
Андрюшечкин Б.В., Черкез В.В., Гладченко Е.В., Киррен Б., Ельцов К.Н. Исследование структурных превращений на поверхности Cu(110) при адсорбции хлора	. 259
Карбань О.В., Хлопов Д.В., Леесмент С.И., Немцова О.М., Журбин И.В. Сегментация наноразмерных структур на цифровых микроскопических изображениях	261
Филатов Д.О., Бородин П.А., Бухараев А.А. Исследование локальной плотности электронных состояний в квантовых кольцах InGaAs/GaAs методом комбинированной ACM/CTM	. 263
Рощупкин Д.В. Рентгеновская оптика в ИПТМ РАН	. 266
Кон В.Г., Чумаков А.И., Rüffer R. Фокусирующий монохроматор синхротронного излучения	. 268
Суворов Э.В., Смирнова И.А. Механизмы образования прямого изображения дислокаций в методах секционной топографии	. 269
Яблонский А.Н., Андреев Б.А., Красильникова Л.В., Крыжков Д.И., Кузнецов В.П., Красильник З.Ф. Особенности механизмов возбуждения эрбиевой ФЛ в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si	. 271
Андреев Б.А., Красильник З.Ф., Крыжков Д.И., Кудрявцев К.Е., Кузнецов В.П., Шенгуров Д.В., Яблонский А.Н., Gregorkiewicz T., Ngo Ngoc На. Излучательные свойства эпитаксиальных структур Si:Er/SOI	. 273
Морозов А.И., Морозов И.А., Сигов А.С. Разрушение дальнего порядка, вызванное «заряженными» краями атомных ступеней на границе раздела «ферромагнетик – антиферромагнетик»	. 275
Романовский М.Ю. Магнитные микрополя в 2D-наноструктурах	. 277
Фраерман А.А., Гусев С.А., Грибков Б.А., Ермолаева О.Л., Нефедов И.М., Каретникова И.Р., Климов А.Ю., Удалов О.Г., Миронов В.Л. Антивихревое состояние в ферромагнитных частицах крестообразной формы	. 279
Огнев А.В., Самардак А.С., Стеблей М.Е. Исследование процессов перемагничивания трехслойных нанодисков Со с ультратонкой прослойкой Pd	. 281
Иванов Ю.П., Ильин А.И., Пустовалов Е.В., Нефедев К.В., Чеботкевич Л.А. Магнитные свойства массивов ферромагнитных наноточек	. 283
Ермаков К.С., Иванов Ю.П., Чеботкевич Л.А. Исследование эпитаксиальных пленок Со зондовой микроскопией	. 285
Аладышкин А.Ю., Фрицше И., Крамер Р., Водолазов Д.Ю., Мощалков В.В. Транспортные свойства сверхпроводящих каналов, формирующихся в сверхпроводящих пленках в неоднородном магнитном поле	. 287
Вещунов И.С., Обознов В.А., Россоленко А.Н., Прокофьев А.С., Винников Л.Я., Успенская Л.С. Структура магнитных доменов в двухслойной системе ферромагнетик – сверхпроводник второго рода Cu _{0.47} Ni _{0.53} /Nb	. 289
Мельников А.С., Самохвалов А.В., Савинов Д.А., Буздин А.И. Вихревые молекулы в тонких пленках анизотропных сверхпроводников	. 291
Успенская Л., Нургалиев Т. Магнитная доменная структура и кинетика перемагничивания гетероструктур YBCO/LSMO	293

Оригинал-макет подготовлен Редакционно-издательской группой ИПФ РАН

Редакторы-корректоры *Н.Н. Кралина, И.А. Кокорина* Верстка *М.В. Башевой, А.А. Маховой, Н.Н. Кралиной* Технический редактор *Д.П. Семенова* Обложка *С.В. Кротовой*

Отпечатано на ризографе в Институте прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46