

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Современные проблемы физических наук

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 26 октября 2011 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201204d.0437

26 октября 2011 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Морозов С.В.** (Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Московская обл.). *Новые эффекты в графене с высокой подвижностью носителей.*

2. **Волостников В.Г.** (Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, г. Самара). *Современная оптика гауссовых пучков.*

3. **Мушников Н.В.** (Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург). *Магнитные материалы на основе интерметаллических соединений.*

Статьи, написанные на основе докладов, публикуются ниже.

PACS numbers: 72.80.Vp, 73.20.-r, 81.05.ue

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201204e.0437

Новые эффекты в графене с высокой подвижностью носителей

С.В. Морозов

1. Пути повышения подвижности и баллистический транспорт в графене

Изучение графена является одной из самых бурно развивающихся областей физики твёрдого тела. Графен продолжает удивлять разнообразными свойствами, сочетая в себе большую прочность, рекордно высокую способность к растяжению, а также высокие проводимость, теплопроводность, оптическую прозрачность и т.д. Но главное, что привлекает к графену внимание

многих исследователей, — это его необычная электронная система и уникальные транспортные свойства [1–5].

Уже в первых экспериментальных работах носители в графене демонстрировали довольно высокую подвижность, несмотря на то что плёнка толщиной всего в один атом была никак не защищена от окружающей среды. Существенно, что высокая подвижность носителей благодаря относительно слабому электрон-фононному рассеянию сохранялась при увеличении температуры вплоть до комнатной. Однако долгое время не удавалось повысить подвижность до величин, превышающих типичные значения $(1–2) \times 10^4 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, наблюдаемые в графене на подложках из окисленного кремния. В качестве основных механизмов рассеяния, ограничивающих подвижность в графене, рассматривалось рассеяние на нановолнистой структуре плёнок, а позднее — на резонансных примесях [2, 3].

Новый этап в изучении графена начался с появления структур, имеющих гораздо большую (на 1–2 порядка) подвижность. Стало ясно, что новые структуры позволяют изучать многие тонкие многочастичные эффекты, в частности дробный квантовый эффект Холла, который был обнаружен на новых структурах [6].

Настоящее сообщение посвящено обзору реализованных в последнее время на высокоподвижных структурах графена экспериментов, выполненных автором вместе с группой А. Гейма из Манчестерского университета.

Наметилось два пути получения более совершенных структур графена: использование подвешенных мостиков и инкапсуляция графена между кристаллитами из нитрида бора (BN). Первый метод заключается в формировании подвешенных между металлическими контактами графеновых мостиков (рис. 1а). Сначала с помощью стандартного способа микромеханического расслоения

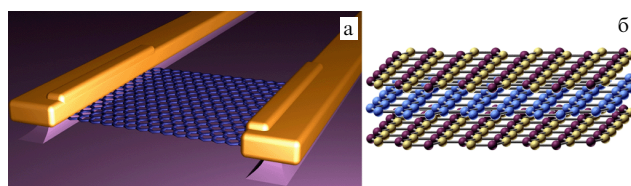


Рис. 1. (а) Подвешенный мостик графена. (б) Графен, инкапсулированный между двумерными кристаллами нитрида бора.

С.В. Морозов. Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, г. Черноголовка, Московская обл., РФ
E-mail: morozov@iptm.ru

изготавливаются мостики из графена на подложке из окисленного кремния. Затем часть оксида под графеновым мостиком химически травливается. Важной операцией является завершающий отжиг структуры с помощью импульсов тока, пропускаемых через подвешенный графеновый мостик. Отжиг проводится в режиме, близком к режиму разрушения мостика, однако он позволяет локально достичь достаточно высоких температур (по оценке, 700–800 °C), не приводя к деградации остальных частей структуры. По нашему опыту, длительная выдержка структур графена на оксиде кремния при температурах более 400 °C приводит к ухудшению его транспортных свойств.

Указанный способ позволяет достичь рекордно высокой подвижности в графене (более $10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$), но в то же время ему присущ ряд недостатков. Во-первых, данный метод позволяет формировать весьма ограниченные как по размерам (как правило, микрометрового масштаба), так и по топологии (обычно только двухконтактные) структуры. Во-вторых, подвешенные графеновые структуры по-прежнему никак не защищены от окружающей среды и завершающий отжиг проводится непосредственно в низкотемпературном криостате в инертной гелиевой атмосфере.

Второй способ получения высокоподвижных структур заключается в размещении графена между тонкими (вплоть до монослойных) кристаллитами из нитрида бора (рис. 16).

С более общей точки зрения, последний способ построения слоистых структур графен–нитрид бора является одним из путей создания трёхмерных кристаллов на основе различных двумерных составляющих. Существуют различные подходы к формированию новых квазидвумерных кристаллов на основе графена. В последние годы была продемонстрирована возможность получения новых квазидвумерных кристаллов химической модификацией графена. Таким способом были получены графан [7] и флюорографен [8], в которых к решётке графена упорядоченным образом присоединены атомы водорода и фтора соответственно. Графан и флюорографен обладают диэлектрическими свойствами, причём после термической обработки они могут быть восстановлены до исходного графена.

Ранее мы показали [9], что двумерные кристаллы не являются исключительной особенностью углерода и что они могут быть получены также из других слоистых материалов, таких как нитрид бора, высокотемпературная сверхпроводящая керамика BiSCCO, некоторые дихалькогениды. Таким образом, спектр двумерных кристаллов довольно широк — от полуметаллов до диэлектриков и сверхпроводников. Располагая отдельные монослои различных двумерных кристаллов один над другим, можно получить, по существу, новые гетероструктуры с самыми разнообразными свойствами.

Одним из первых примеров реализации таких гетероструктур является инкапсуляция графена между двумерными, имеющими атомарно гладкую поверхность, кристаллами нитрида бора, полученными микромеханическим расслоением. Процедура изготовления подобных структур включает в себя следующие стадии. Сначала тонкие кристаллиты нитрида бора с помощью микромеханического расслоения размещают на поверхности окисленного кремния. На другой подложке из окисленного кремния, предварительно покрытой полимером,

аналогичным образом формируют плёнку графена. Затем графен на полимере переносят на первую подложку, совмещая его с BN-кристаллитом. После растворения полимера, формирования топологии структуры и разводки металлизации структуру покрывают ещё одной плёнкой из нитрида бора.

Оба описанных способа имеют свои достоинства и недостатки. На сегодняшний день максимальная подвижность в структурах на подвешенных графеновых мостиках более $10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. В то же время подвешенные мостики сильно ограничены как по размерам, так и по топологии структур, что связано со сложностью их отжига импульсами тока, а двухточечная схема измерений значительно сужает круг возможных исследований. Графен на BN лишён этих недостатков, инкапсуляция графена в значительной степени защищает его от воздействия окружающей среды, но достигнутые значения подвижности несколько ниже (как правило, не более $(1-2) \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$).

Появление высокоподвижных структур графена на нитриде бора позволило в явном виде продемонстрировать баллистический транспорт [10]. Эксперимент проводился на холловских мостиках в геометрии изгибного сопротивления $R_B = V_{34}/I_{21}$ (см. вставку на рис. 2). Ток протекает между контактами 2 и 1, а измеряется падение потенциала между контактами 3 и 4, которое в случае диффузионного транспорта может быть рассчитано по формуле Ван дер Пау. Изгибное сопротивление в высокоподвижных структурах является отрицательным в широком диапазоне концентраций носителей, за исключением области малых концентраций, свидетельствуя о том, что инжектированные носители проходят из контакта 2 в контакт 4 практически без рассеяния (баллистически). Подобный эффект ранее был продемонстрирован на высокоподвижных GaAlAs-гетероструктурах, и для его реализации требуется, чтобы длина свободного пробега носителей существенно превышала характерные размеры активной области структуры [11]. При приложении слабого магнитного поля, перпендикулярного слою

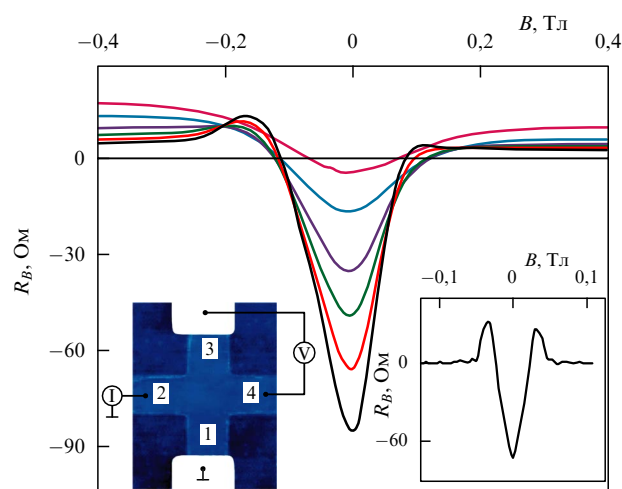


Рис. 2. Зависимость изгибного сопротивления $R_B = V_{34}/I_{21}$ от магнитного поля B при $n \approx 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и температурах 50, 80, 110, 140, 200 и 250 K (от нижней зависимости к верхней соответственно). На вставке в левой части рисунка — схема измерений, на вставке в правой части рисунка — результат расчёта $R_B(B)$ для $n \approx 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в бильярдной модели [11].

графена, изгибное сопротивление R_B становится положительным (см. рис. 2), поскольку магнитное поле искривляет траектории инжектированных электронов и они уже не могут достичь противоположного контакта баллистически. В предположении диффузного рассеяния носителей границами образца можно оценить длину свободного пробега в объёме плёнки: она составляет ~ 3 мкм при гелиевой температуре и $\sim 1,5$ мкм при комнатной. Таким образом, графен–BN-гетероструктуры демонстрируют баллистический транспорт микрометрового масштаба даже при комнатной температуре, что, безусловно, открывает новые перспективы для развития высокочастотных и маломощных приложений микроэлектроники.

2. Особенности зонной структуры вблизи точки электронейтральности

Высокая подвижность носителей представляет собой одну из главных, но далеко не единственную особенность новых образцов. Множество интересных физических эффектов ожидается вблизи точки электронейтральности (при приближении к нулевой концентрации носителей). Но в реальной экспериментальной ситуации достичь этой точки практически невозможно. Действительно, поскольку всегда имеются хаотические флуктуации потенциала, при понижении концентрации носителей двумерный электронный газ разбивается на "лужи" с дырками и электронами (в местах локального повышения и понижения потенциала соответственно), поэтому однородная ситуация с нулевой концентрацией носителей не может быть достигнута. Конечно, от чистоты и качества образцов зависит, насколько близко можно подойти к дираковской точке. Новые структуры графена позволили уменьшить рабочую концентрацию носителей в 10–100 раз и подробно исследовать детали зонной структуры вблизи точки электронейтральности.

Сначала рассмотрим однослойный графен. Носители заряда в графене подобны релятивистским частицам с нулевой массой покоя. Линейный закон дисперсии описывается выражением $E = v_F \hbar k$, где скорость Ферми v_F играет роль скорости света, k — величина волнового вектора. По мере уменьшения концентрации носителей и приближения к точке электронейтральности длина экранирования возрастает и электрон-электронное взаимодействие играет всё большую роль. Стандартная теория ферми-жидкости Ландау, позволяющая представить сильно взаимодействующую электронную жидкость как газ невзаимодействующих электронов, уже будет неприменима. На вставке рис. 3 показан вид спектров однослойного графена, полученных в одночастичном приближении и методом ренормгруппы [12]. Учёт электрон-электронного взаимодействия приводит к понижению плотности состояний при малых энергиях и к возрастанию v_F с логарифмической расходимостью по концентрации вблизи нулевой энергии.

Посредством измерения температурных зависимостей осцилляций Шубникова–де Гааза была получена зависимость циклотронной массы от концентрации носителей n [12]. Соответствующий последней зависимости экспериментальный график $v_F(n)$ показан на рис. 3. В новых высокоподвижных образцах имеется возможность (отсутствовавшая в нашей более ранней работе [13]) изменять концентрацию носителей на три порядка. Экспериментальные точки демонстрируют возрастание

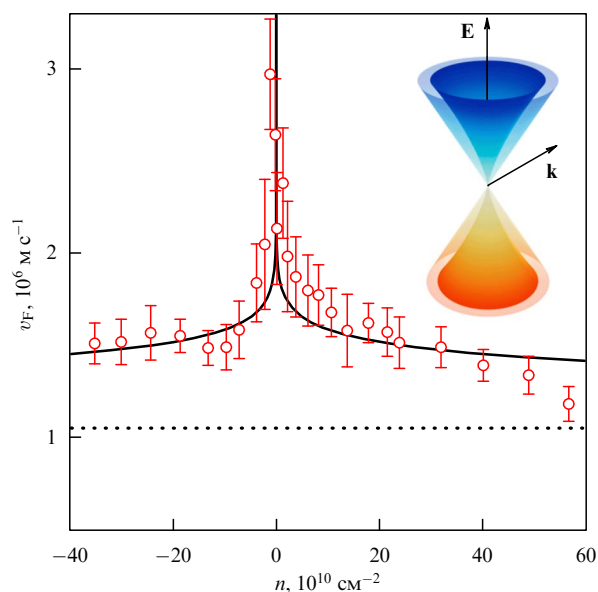


Рис. 3. Экспериментальная (кружки) и теоретическая (сплошная кривая) зависимости скорости Ферми v_F от концентрации носителей заряда n в однослойном графене. Пунктирной прямой показана стандартная величина v_F в графене при больших концентрациях. На вставке приведена схема зонной структуры однослойного графена при малых концентрациях без учёта (одночастичное приближение, внешний конус) и с учётом (внутренний конус) электрон-электронных взаимодействий.

v_F в три раза по мере приближения к дираковской точке, что хорошо согласуется с теорией. Кроме того, ряд теоретических работ [14–17] предсказывает, что электрон-электронное взаимодействие при низких энергиях может привести к появлению новых электронных фаз с образованием запрещённой зоны. Однако наши эксперименты не выявили никаких намёков на диэлектрическое поведение графена при энергиях вплоть до значений порядка 0,1 мэВ.

Ещё более интересная картина закона дисперсии при малых энергиях обнаружена в двуслойном графене [18]. Одночастичная теория [19] предсказывает, что параболический закон дисперсии в двуслойном графене переходит при энергии $E < 1$ мэВ в квазилинейный (четыре миниконуса на левой вставке рис. 4). Удостовериться в наличии этих особенностей на стандартных графеновых структурах с подложкой из окисленного кремния, имеющих типичную подвижность $\sim 10^4$ см² В⁻¹ с⁻¹, практически было невозможно. Однако на подвешенных мостиках из двуслойного графена с подвижностью $\sim 10^6$ см² В⁻¹ с⁻¹ удалось проверить результаты теоретических расчётов. Поведение температурной зависимости сопротивления и картина движения уровней Ландау по энергии при изменении магнитного поля (рис. 4) свидетельствуют в пользу того, что конусы с квазилинейным спектром действительно имеют место, но их не четыре, а всего два. Именно такую картину, обусловленную нематическим фазовым переходом с понижением вращательной симметрии в электронной подсистеме двуслойного графена, предсказывают многочастичные теории [20, 21].

3. Гигантский спиновый эффект Холла в графене

То, что графен является полупроводником с нулевой запрещённой зоной, неожиданным образом проявилось в экспериментах по нелокальному транспорту [22]. В

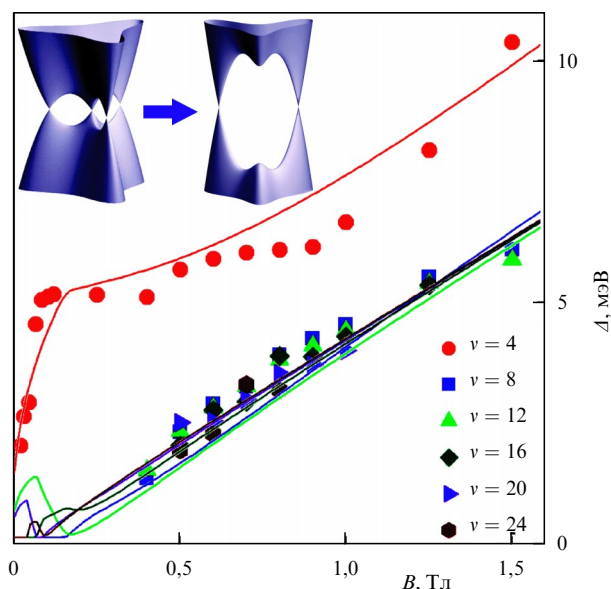


Рис. 4. Экспериментальные (символы) и расчётные (кривые) зависимости циклотронных щелей Δ при различных числах заполнения ν . На вставке — низкоэнергетическая часть спектра двуслойного графена в одночастичном приближении (левая часть вставки) и его реконструкция при нематическом фазовом переходе (правая часть вставки).

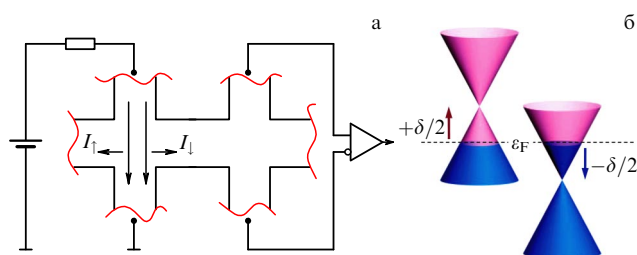


Рис. 5. Спиновый эффект Холла в графене. Схема эксперимента и иллюстрация возникновения спинового тока в направлении, перпендикулярном к току заряда (а), вследствие зеемановского сдвига уровней и образования электронов и дырок с противоположно направленными спинами в магнитном поле в точке электронейтральности (б).

эксперименте, схема которого показана на рис. 5а, электрический ток пропускается между контактами, находящимися в непосредственной близости друг от друга, а падение потенциала измеряется вдали от классического пути протекания тока. В магнитном поле на удалённых контактах появляется напряжение, зависимость которого от концентрации носителей или от магнитного поля качественно похожа на осцилляции продольного магнетосопротивления. Ранее подобные эксперименты проводились в высокоподвижных GaAs-гетероструктурах, и их результаты связывались с крайвым характером протекания тока в квантующем магнитном поле и рассеянием крайвых состояний [23, 24]. Одним из преимуществ нелокального эксперимента является то, что он позволяет отфильтровать омический вклад при протекании тока и детектировать более тонкие эффекты.

Однако экспериментальные результаты в графене имеют существенные отличия от таковых в полупроводниках [22]. Во-первых, эффект проявляется при увеличении температуры вплоть до комнатной, а при низких температурах имеет место также и в малых магнитных полях, вплоть до 0,1 Тл (рис. 6), что делает проблема-

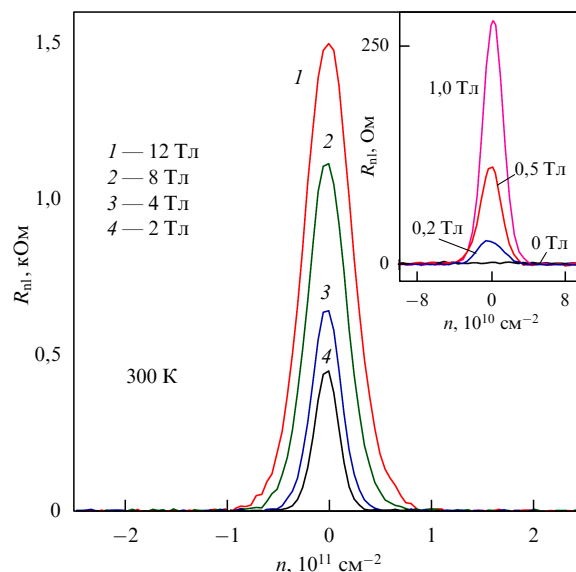


Рис. 6. Нелокальное сопротивление в однослойном графене, инкапсулированном между кристаллитами нитрида бора, в различных магнитных полях при комнатной температуре.

тичным объяснение результатов эксперимента рассеянием крайвых состояний. Во-вторых, эффект намного сильнее проявляется только для нулевого уровня Ландау (находящегося при нулевой энергии).

Идея объяснения нелокального отклика в графене вблизи точки электронейтральности проиллюстрирована на рис. 5б. Зеемановское расщепление уровней в магнитном поле смещает дираковские конусы вверх и вниз по энергии для квазичастиц с противоположными направлениями спина. В случае, когда графен находится в точке электронейтральности, это приводит к появлению конечной концентрации электронов и дырок с противоположными направлениями спина. При пропускании электрического тока сила Лоренца вызывает токи носителей с противоположными спинами в противоположных поперечных направлениях, приводя к пространственной разбалансировке спинов (спиновый эффект Холла). При этом токи заряда дырок и электронов компенсируют друг друга в поперечном направлении, и в точке электронейтральности холловское напряжение равняется нулю. Вследствие довольно слабой спиновой релаксации [2, 25] возникает падение потенциала на удалённых контактах из-за обратного преобразования.

Феноменологически ситуация похожа на таковую при спиновом эффекте Холла, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием [26–28]. В графене спин-орбитальное взаимодействие является слабым и эффект обусловлен зеемановским расщеплением уровней в магнитном поле и нулевой запрещённой зоной. При этом его величина на два порядка превышает величину спинового эффекта Холла в традиционных полупроводниках, что делает спин-холл-эффект в графене вполне пригодным для использования в спинтронике.

4. Переход металл–диэлектрик в графене

В первых экспериментальных работах по графену оказалось сюрпризом, что вблизи точки электронейтральности максимальное удельное сопротивление графена ρ приближалось к величине $\propto h/e^2$ (в расчёте на каждый

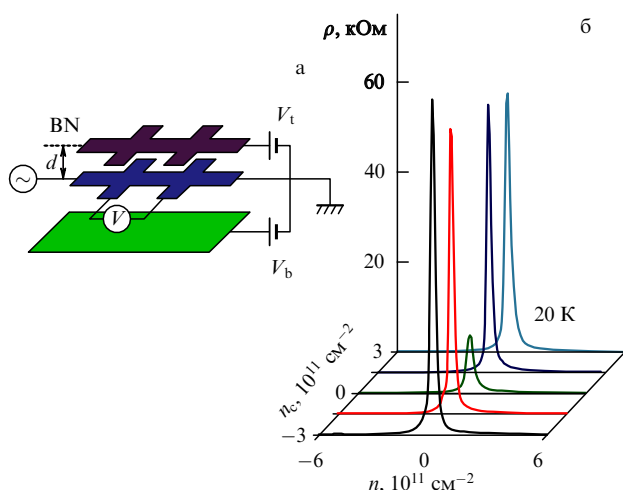


Рис. 7. (а) Схема измерений структуры, состоящей из двух разделённых слоёв графена, лежащих на подложке из окисленного кремния (нижний слой). Между всеми слоями находятся кристаллиты из нитрида бора (не показаны на рисунке). Толщина слоя нитрида бора между слоями графена $d \approx 10$ нм. (б) Зависимость сопротивления ρ от концентрации носителей n в исследуемом слое графена при различных концентрациях носителей n_c в управляющем (верхнем) слое графена.

тип носителей), но при этом не наблюдалось никаких признаков сильной локализации. Действительно, в двумерных системах даже слабые хаотические флуктуации потенциала приводят к резкому возрастанию сопротивления при понижении температуры и концентрации носителей [29, 30]. Значение ρ , превышающее величину h/e^2 , означает, что длина свободного пробега l становится меньше фермиевской длины волны λ_F , так что квантовая интерференция начинает играть доминирующую роль, приводя к сильной (андерсоновской) локализации. В графене даже в точке электронейтральности наблюдалась только слабая температурная зависимость проводимости вследствие термической активации носителей.

Ситуация кардинально изменилась после проведения экспериментов [31] с системой, состоящей из двух близко лежащих друг к другу, но электрически изолированных слоёв графена с высокой подвижностью ($\sim 10^6$ см² В⁻¹ с⁻¹). Схемы эксперимента и исследуемой многослойной структуры BN–графен–BN–графен–BN, лежащей на пластине окисленного кремния, представлены на рис. 7а. Измерялись транспортные свойства первого (исследуемого) слоя графена, при этом второй (управляющий) слой графена служил близлежащим затвором для первого слоя (наряду с Si-подложкой). Существенно, что толщина слоя нитрида бора между слоями графена составляла ≈ 10 нм и, изменяя концентрацию носителей в управляющем слое графена, можно было значительно изменять экранирование в исследуемом слое графена.

При низких концентрациях носителей в управляющем слое n_c исследуемый слой графена демонстрировал обычное поведение с минимумом проводимости $\propto 4e^2/h$. Однако при $n_c > 10^{11}$ см² В⁻¹ с⁻¹ сопротивление при низких температурах быстро возрастало вблизи точки электронейтральности (см. рис. 7). Причём возрастание сопротивления подавлялось перпендикулярным к слою графена слабым магнитным полем ($B < 0,1$ Тл), что

говорит скорее об интерференционном эффекте, чем об открытии запрещённой зоны в графене.

Такое поведение сопротивления свидетельствует о переходе металл–диэлектрик, демонстрируя андерсоновскую локализацию при повышении $\rho > h/e^2$. В стандартных образцах на кремниевой подложке переход металл–диэлектрик маскируется неоднородностями и формированием вблизи точки электронейтральности "луж" из электронов и дырок. Внутри каждой из них состояние графена далеко от точки электронейтральности и он остаётся металлическим. Соответственно, сопротивление системы определяется полупрозрачными (вследствие клейновского туннелирования [32, 33]) электрон-дырочными переходами со слабой температурной зависимостью [34, 35].

Управляющий слой может эффективно экранировать флуктуационный потенциал и подавлять возникновение "луж" из электронов и дырок, делая возможным изучение поведения графена в окрестности точки электронейтральности. Такая интерпретация свидетельствует также в пользу идеи о том, что близость минимальной проводимости в традиционных структурах к величине $4e^2/h$ обусловлена протеканием через границы "луж" электронов и дырок. Таким образом, в графене реализуется необычная, не свойственная традиционным металлам и полупроводникам, ситуация, в которой к локализации приводит не возрастание, а уменьшение разупорядочения.

В заключение отметим, что появление высокоподвижных структур графена привело не только к уточнению, но и к пересмотру некоторых представлений о физических свойствах графена. В то же время трудно переоценить перспективы начавшейся работы со слоистыми структурами, состоящими из двумерных кристаллов нитрида бора и графена.

Когда-то графен начал свою историю, отделившись от своего трёхмерного прародителя — графита. Возможно, в ближайшем будущем мы получим целый ряд новых трёхмерных материалов, составленных "по заказу" из различных двумерных кристаллов, с самыми разнообразными свойствами.

Автор благодарен за финансовую поддержку РФФИ и программам Президиума РАН.

Список литературы

1. Geim A K, Novoselov K S *Nature Mater.* **6** 183 (2007)
2. Castro Neto A H et al. *Rev. Mod. Phys.* **81** 109 (2009)
3. Das Sarma S et al. *Rev. Mod. Phys.* **83** 407 (2011)
4. Лозовик Ю Е, Меркулова С П, Соколик А А *УФН* **178** 757 (2008) [Lozovik Yu E, Merkulova S P, Sokolik A A *Phys. Usp.* **51** 727 (2008)]
5. Морозов С В, Новоселов К С, Гейм А К *УФН* **178** 776 (2008) [Morozov S V, Novoselov K S, Geim A K *Phys. Usp.* **51** 744 (2008)]
6. Dean C R et al. *Nature Phys.* **7** 693 (2011)
7. Elias D C et al. *Science* **323** 610 (2009)
8. Nair R R et al. *Small* **6** 2877 (2010)
9. Novoselov K S et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **102** 10451 (2005)
10. Mayorov A S et al. *Nano Lett.* **11** 2396 (2011)
11. Beenakker C W J, van Houten H *Phys. Rev. Lett.* **63** 1857 (1989)
12. Elias D C et al. *Nature Phys.* **7** 701 (2011)
13. Novoselov K S et al. *Nature* **438** 197 (2005)
14. Bostwick A et al. *Science* **328** 999 (2010)
15. Khveshchenko D V *Phys. Rev. Lett.* **87** 246802 (2001)
16. Gorbar E V et al. *Phys. Rev. B* **66** 045108 (2002)
17. Drut J E, Lähde T A *Phys. Rev. Lett.* **102** 026802 (2009)
18. Mayorov A S et al. *Science* **333** 860 (2011)
19. McCann E, Fal'ko V I *Phys. Rev. Lett.* **96** 086805 (2006)

20. Lemonik Y et al. *Phys. Rev. B* **82** 201408(R) (2010)
21. Vafek O, Yang K *Phys. Rev. B* **81** 041401(R) (2010)
22. Abanin D A et al. *Science* **332** 328 (2011)
23. McEuen P L et al. *Phys. Rev. Lett.* **64** 2062 (1990)
24. Haug R J *Semicond. Sci. Technol.* **8** 131 (1993)
25. Tombros N et al. *Nature* **448** 571 (2007)
26. Sinova J et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 126603 (2004)
27. Kato Y K *Science* **306** 1910 (2004)
28. Wunderlich J et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 047204 (2005)
29. Imada M, Fujimori A, Tokura Y *Rev. Mod. Phys.* **70** 1039 (1998)
30. Evers F, Mirlin A D *Rev. Mod. Phys.* **80** 1355 (2008)
31. Ponomarenko L A et al. *Nature Phys.* **7** 958 (2011)
32. Katsnelson M I, Novoselov K S, Geim A K *Nature Phys.* **2** 620 (2006)
33. Cheianov V V, Fal'ko V I *Phys. Rev. B* **74** 041403(R) (2006)
34. Adam S et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **104** 18392 (2007)
35. Cheianov V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 176801 (2007)

PACS numbers: **42.25.** – **p**, **42.30.** – **d**, 42.60.Jf
 DOI: 10.3367/UFNr.0182.201204f.0442

Современная оптика гауссовых пучков

В.Г. Волостников

1. Введение

Когерентное световое поле, как любой колебательный процесс, характеризуется амплитудой и фазой. Методы и средства анализа световых полей по измерениям интенсивности составляют основу оптических приборов, и с физической точки зрения решение любой задачи оптического измерения — это установление связи между энергетическими и структурными параметрами оптического излучения.

В силу специфики оптического диапазона регистрации поддается не комплексная амплитуда оптического сигнала, а лишь его интенсивность, которая в общем случае не является полной характеристикой светового поля. Традиционные методы интерферометрии представляют принципиальную возможность косвенных фазовых измерений, однако в ряде задач невозможно или трудно реализовать интерферометрический принцип получения информации о комплексной амплитуде или фазе поля. Данная ситуация имеет место в астрономии, рентгеновской и адаптивной оптике. В связи с этим является актуальным поиск и исследование таких связей между интенсивностью и фазой поля, которые дают ответ на вопрос: сколько и каких измерений интенсивности нужно произвести, чтобы по ним восстановить само поле или его определённые характеристики? С другой стороны, существует самостоятельная область исследований, в которой искомое поле необходимо не восстановить, а синтезировать. Это относится к задачам фокусировки излучения в область с заданными пространственными характеристиками, а также внутрирезонаторного формирования пучков с заданной структурой выходного излучения. Данные задачи являются родственными задаче анализа световых полей: все они связаны с получением информации о поле по его энергетическим характеристикам. Однако легко увидеть и их существен-

ное различие: физическая реализуемость поля с анализируемой интенсивностью заложена в самой постановке задачи анализа, тогда как для задачи синтеза вопрос о существовании поля с заданной интенсивностью является одним из центральных. Тем не менее оказалось, что результаты исследований, посвящённых анализу световых полей, дают принципиально новые возможности и для их синтеза в различных физических ситуациях. В последнее время получен ряд существенных новых результатов, не нашедших отражения в монографиях. Восполнение этого пробела и составляет основную задачу данного доклада.

В докладе приводятся результаты исследования так называемой одномерной фазовой проблемы в оптике. Найдена явная аналитическая связь между интенсивностью и фазой одномерного поля в зоне Френеля.

Рассмотрена двумерная фазовая проблема в оптике и показано её радикальное отличие от соответствующей одномерной проблемы. Установлено, что векторное поле потока световой энергии в общем случае содержит потенциальную и вихревую компоненты; для безвихревых полей найдена явная аналитическая связь двумерных распределений фазы и интенсивности в зоне Френеля; показано, что вихревая компонента подчиняется закону сохранения, а именно: интеграл от проекции ротора вектора потока световой энергии на направление распространения равен нулю для любой плоскости в зоне Френеля; показана связь между вихревой компонентой вектора потока световой энергии и дислокациями волнового фронта.

Получены явные аналитические зависимости фазы двумерного светового поля от его интенсивности как функции определённых параметров формирующей оптической системы.

Исследовано поведение гауссовых пучков при астигматических воздействиях. Теоретически показано, что определённые астигматические оптические системы осуществляют взаимное преобразование пучков Эрмита – Гаусса (ЭГ) и Лагерра – Гаусса (ЛГ). Найдены и экспериментально реализован параметрический класс световых полей — обобщённых пучков Эрмита – Лагерра – Гаусса (ЭЛГ), описываемый полной системой ортогональных функций, зависящих от параметра, причём известные пучки ЭГ и ЛГ являются его частными представителями. Приводятся описание оптических схем, реализующих преобразование пучков ЭГ в пучки ЛГ, и результаты соответствующих экспериментов.

В параксиальном приближении ставится и решается задача поиска световых полей, сохраняющих свою структуру при распространении и фокусировке с точностью до масштаба и вращения. Приводится полное описание таких световых полей, названных спиральными пучками, законы их распространения и вращения. Рассмотрена связь спиральных пучков с квантовой механикой. Описаны некоторые способы экспериментальной реализации спиральных пучков.

Рассмотрены методы синтеза структурно-устойчивых при распространении световых полей с заданным распределением интенсивности. На основе оптики спиральных пучков получены световые поля, распределение интенсивности которых имеет форму произвольной плоской кривой. Исследованы свойства спиральных пучков для замкнутых кривых. Установлено, что такие пучки проявляют характерные свойства квантования: во-пер-