Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 4, с. 231 – 236

Полупроводниковый искусственный графен: эффекты в слабых магнитных полях

О. А. Ткаченко[1], *В. А. Ткаченко*

Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 января 2014 г.

Численно исследован двумерный квантовый транспорт через полоску гексагональной решетки антиточек, перекрывающую многомодовый канал в структуре GaAs/AlGaAs. Обнаружено, что малые перпендикулярные магнитные поля (~ 3 мТ) подавляют объемные токи, вызывают появление краевых состояний Ландау и большое положительное магнитосопротивление по обе стороны от дираковской точки. В некоторых интервалах по энергии присутствуют таммовские краевые состояния, что добавляет к ступеням квантования кондактанса $G_n = (2|n|+1)2e^2/h$ осцилляции амплитуды $\approx 4e^2/h$, вызванные квантованием этих состояний на длине решетки.

DOI: 10.7868/S0370274X14040067

Как известно, графеновая проблематика [1] выросла из физики графита [2] и полупроводниковых двумерных электронных систем. Достижением этой новой области стало экспериментальное исследование дираковских точек в законе дисперсии разных гексагональных решеток. Их примерами могут служить муаровая графеновая сверхрешетка [3] с периодом 10 нм и решетки с периодами до 10 мм в акустических и микроволновых метаматериалах [4, 5]. Что касается полупроводниковых структур с решетками антиточек в двумерном электронном газе (ДЭГ), то хотя они и изучаются уже более 20 лет, их минизонный спектр до сих пор не был обнаружен. Причина состоит в том, что минизоны для решеток с периодами ≥ 200 нм являются слишком узкими и легко разрушаются естественным беспорядком. Таким образом, идея превращения перфорированного ДЭГ в искусственный графен [6, 7] предполагает соединение трудно сочетаемых факторов: малого периода решетки, низкой плотности и большой подвижности ДЭГ. Тем не менее найдены способы подавления примесного беспорядка в ДЭГ низкой плотности [8] и получения в нем хорошо упорядоченных короткопериодных решеток [7, 9–11]. Поэтому идея полупроводникового искусственного графена не так уж далека от реализации.

По условиям технологии минимальный период решетки в ДЭГ гетероструктур GaAs/AlGaAs близок к 100 нм. Для изучения кондактанса она может быть встроена в канал микронных размеров [9]. При этом контактные области к решетке являются однородным электронным газом, в отличие от ситуации с графеновыми наноструктурами, когда контактные области тоже являются графеном. При подавленном примесном беспорядке границы канала с решеткой в ДЭГ хорошо определены, тогда как края графеновых наноструктур подвергаются сложным реконструкциям в ходе технологических операций [12–14]. Ясно, что из-за различия в постоянных решетки характерные энергии, температуры и магнитные поля в искусственном графене будут на порядки ниже, чем в естественном.

В настоящей работе численно моделируется квантовый транспорт в небольших ($\lesssim 6\times 6$ мкм^2) полосках идеальной треугольной решетки антиточек с периодом 100 нм, перекрывающих канал в высокоподвижном ДЭГ гетероперехода GaAs/AlGaAs. По аналогии с графеновыми полосками рассматриваются две ориентации решетки: с краем "зигзаг" и "кресло". Нас интересовало, как проявляются точки Дирака в кондактансе таких систем и какими являются картины локальной плотности состояний и тока, в том числе в слабых перпендикулярных магнитных полях. В моделировании использован подход Ландауэра, который является стандартным для субмикронных систем в ДЭГ [15–17]. Нам неизвестны подобные расчеты для искусственного графена. Хотя для графеновых нанополосок и графеновых квантовых точек разных форм похожие расчеты имеются, они относятся к нулевым [18, 13] либо к высоким, и даже недостижимым магнитным полям [18–21].

Аналогично [7, 22] мы используем для моделирования треугольной решетки простой потенциал $V(\mathbf{r}) = V_0[\cos(\mathbf{g}_1\mathbf{r}) + \cos(\mathbf{g}_2\mathbf{r}) + \cos(\mathbf{g}_3\mathbf{r})]$, где $\mathbf{g}_1 =$

[1] e-mail: otkach@isp.nsc.ru

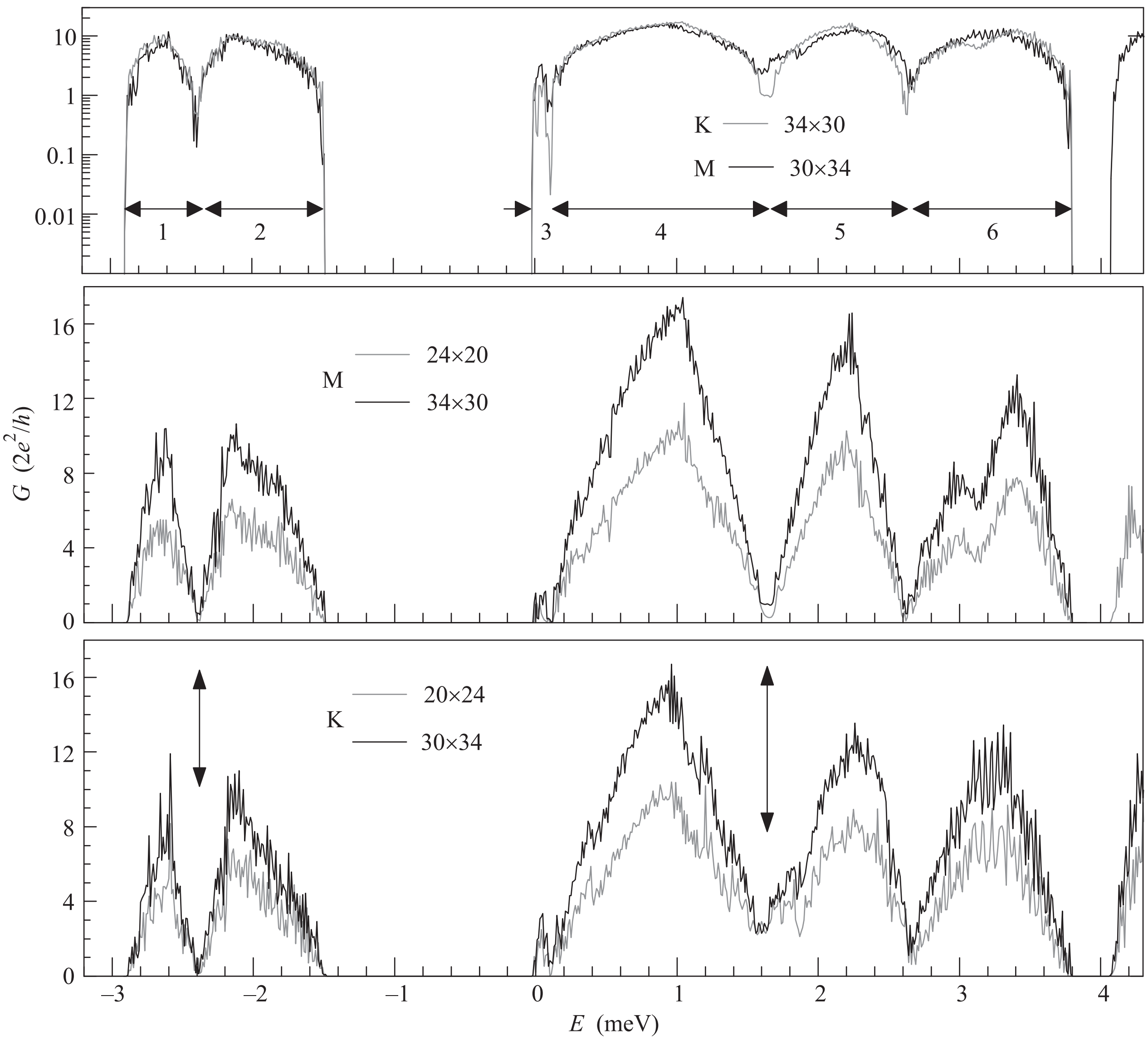

Рис. 1. Зависимости кондактанса резонатора от энергии носителей при указанном числе периодов треугольной решетки $N_x{\times}N_y$ для случаев K- и M-ориентаций. Горизонтальные и вертикальные стрелки указывают положения минизон и точек Дирака

$= 2\pi/L(1/\sqrt{3},1)$, $\mathbf{g}_2 = 2\pi/L(2/\sqrt{3},0)$, $\mathbf{g}_3 = \mathbf{g}_2 - \mathbf{g}_1$. Это первый член ряда, описывающего любую гексагональную решетку. При электростатическом формировании решетки в глубине полупроводниковой гетероструктуры более высокие гармоники не выживают. Из условий оптимизации ширины минизон и дираковских особенностей в законе дисперсии [7, 22] основные параметры потенциала приняты следующими: $V_0 = 4$ мэВ, период решетки $L = 100$ нм. Соответственно минимум и максимум потенциала есть $V_{\min} = -6$ мэВ, $V_{\max} = 12$ мэВ. Двумерные (2D) электроны при энергии $E < V_{\max}$ заполняют правильные гексагоны вокруг антиточек. Соответственно нижняя зона Бриллюэна является такой же, как для графена [7]. Предполагается, что прямоугольная область с решеткой вставлена в однородный канал. Когда вектор $\mathbf{g}_2$ совпадает с продольной осью x канала, речь идет об M-ориентации (край “кресло”). При повороте решетки на 90 градусов говорят о K-ориентации (край “зигзаг”). К потенциалу возле границ канала были добавлены параболические участки, охватывающие по два периода решетки, чтобы имитировать подъем потенциала из-за изгиба зон в полупроводниковой структуре. В крайних точках по y устанавливалось нулевое граничное условие для волновых функций. Потенциал однородных каналов вне решетки был принят равным $V_{\min}$ для K-ориентации или таким же, как в крайних точках по x, для M-ориентации.

Подобно другим задачам о квантовом транспорте в 2D-субмикронных системах на базе гетероструктур GaAs/AlGaAs [15–17] методом рекурсивных функций Грина решалось двумерное уравнение Шредингера в приближении эффективной массы ($m^* = 0.07m_e$, где m_e – масса свободного электрона). Дополнительно вычислялись распределения неравновесных токов [16]. Кондактанс находился по формуле Ландауэра с учетом спинового вырождения в пределе нулевой температуры при заданной энергии баллистических электронов E и индукции B магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости ДЭГ. На рис. 1 показаны результаты расчета кондактанса решетки в канале при $B = 0$ в случаях с разными конфигурациями и разным числом периодов решетки по x и y (резонаторы близки к квадратным 2×2 и 3×3 мкм^2). Двумерный периодический потенциал решетки формирует минизонный спектр. В результате между минизонами с номерами *2*, *3* и *6*, *7* имеются щели [7, 11], а между другими соседними минизонами видны бесщелевые провалы кондактанса, в том числе нижняя и верхняя дираковские точки. В каждой минизоне на элементарную ячейку решетки (площадью $L^2\sqrt{3}/2$) приходится по два состояния (с учетом спина) [2, 7]. Соответственно электронная плотность для нижней и верхней дираковских точек составит $2.3 \cdot 10^{10}$ и $9.2 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. Второе значение отвечает экспериментальным возможностям для систем в ДЭГ [7]. Видно, что зависимости $G(E)$ рядом с каждой точкой Дирака близки к линейным. Они завершаются высокими пиками, которые отвечают большой плотности состояний в M-точке закона дисперсии двумерной решетки [7, 11]. Частые интерференционные осцилляции обусловлены конечным размером резонаторов [4, 5, 9]. Общее поведение $G(E)$ на участке с минизонами *1*, *2* напоминает вычисленное для полосок графена [13]. В дальнейшем мы будем в основном интересоваться более широким провалом во второй дираковской точке, где влияние остаточного беспорядка является менее разрушительным. Согласно закону дисперсии между минизонами *5* и *6*, т.е. выше точки Дирака E_{D}, имеется особенность в виде касания двух парабол в Г-точке [7], которой также соответствует провал кондактанса. Однако магнитополевое поведение кондактанса в этих двух провалах сильно различается.

На рис. 2 показана зависимость кондактанса от энергии возле верхней точки E_{D} для решеток в

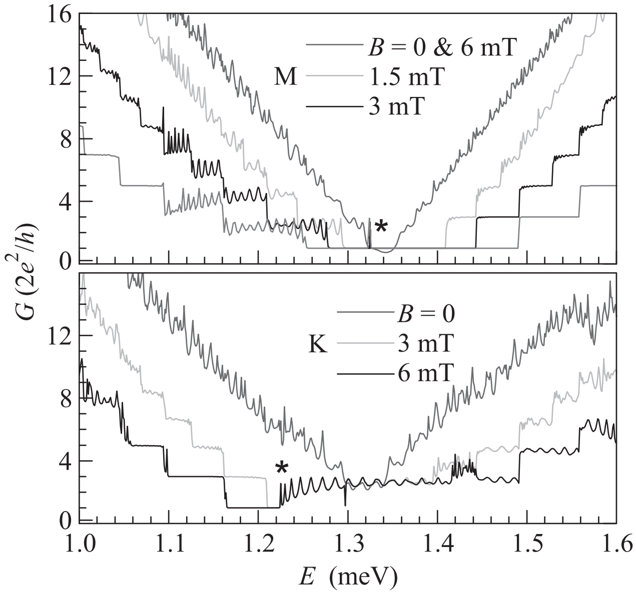

Рис. 2. Зависимости кондактанса от энергии возле границы минизон *4* и *5* для треугольной решетки с числом периодов 70×60 в случаях нулевого и слабых магнитных полей. Звездочками отмечены E_R и E_L для M- и K-конфигураций решетки (см. текст)

конфигурациях кресло и зигзаг с числом периодов 70×60 (6×6 мкм^2) в случаях нулевого и слабых магнитных полей. Из-за увеличения шага по x и y до 10 нм по сравнению с рис. 1, где шаги равны 4 нм, произошел сдвиг всех минизон по оси энергии вниз на 0.3 мэВ. Однако это не влияет качественно на результаты счета. Видно, что включение слабых перпендикулярных полей делает зависимости $G(E)$ принципиально иными: в них появляются регулярные осцилляции и ступени. При $E > E_R > E_{\mathrm{D}}$ в конфигурации кресло и при $E < E_L < E_{\mathrm{D}}$ в конфигурации зигзаг частые осцилляции подавляются и ступени имеют четкую высоту $G_n = (2|n|+1)2e^2/h$, где $|n| = 0, 1, 2, 3, 4$. В противоположном случае к ступеням, края E_n которых находятся на таких же дистанциях от E_{D}, что и в первом случае, добавляется некий интерференционный вклад $< 4e^2/h$ (регулярные осцилляции). Расчеты распределений локальной плотности состояний и неравновесного тока (рис. 3) показывают, что этот вклад дают таммовские состояния, охватывающие в основном 1–2 периода возле краев канала (для края кресло они шире, чем для края зигзаг). Такие состояния существуют в некотором диапазоне энергий, в том числе и при $B = 0$. Они аналогичны таммовским состояниям на краях графеновых полосок [13, 23] и вокруг отверстий в графене [24], где они могут по-разному располагаться относительно E_{D} в зависимо-

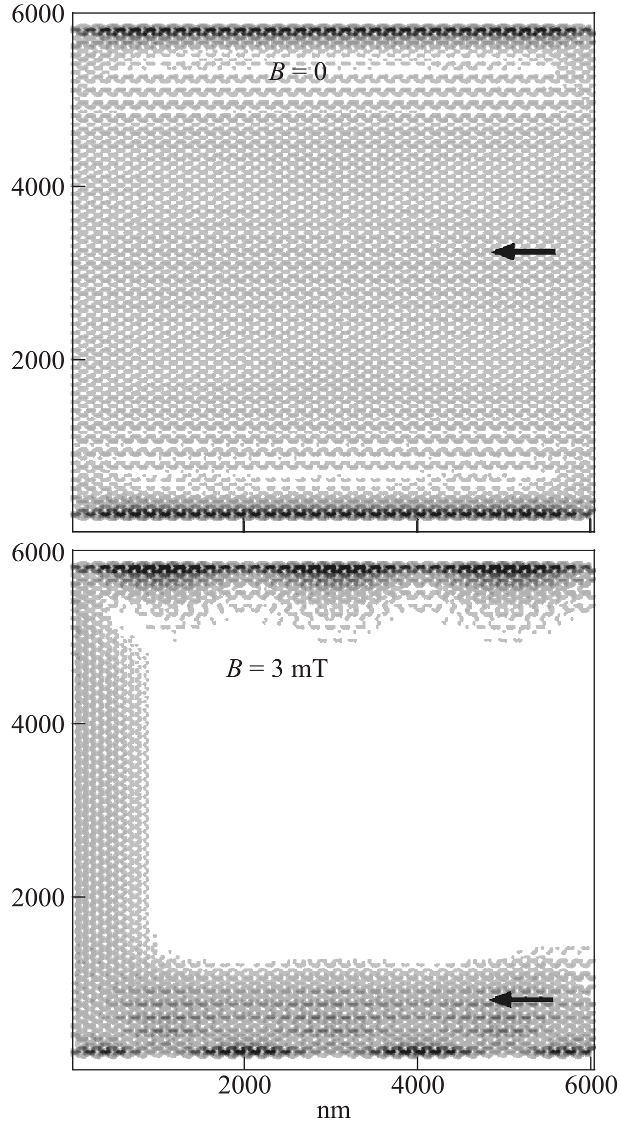

Рис. 3. Пример картин тока в М-направленной решетке при $E = 1.26$ мэВ. Стрелки указывают направление тока

сти от феноменологических параметров, определяемых конфигурацией края [23]. В нашем случае входы в решетку из однородных каналов являются резкими. Поэтому наблюдаются квантование таммовских состояний на длине структуры. Это дает регулярные осцилляции кондактанса. Например, на рис. 3 для $B = 3$ мТ видны три полуволны в токе возле краев канала, что соответствует третьему резонансу для М-конфигурации на рис. 2. Расчеты показывают, что асимметрия кривых $G(E)$ относительно точки Дирака в нулевом и слабом магнитных полях определяется спектром таммовских состояний, который зависит как от ориентации полоски, так и от крутизны параболы изгиба зон у границы. Интересно, что если число периодов в решетке по x и y – четное, то для K-конфигурации входы в решетку одинаковы, но верхние и нижние границы различаются (противофазные зигзаги) и таммовские состояния несут разные токи. Таммовские токи становятся одинаковыми при транспонировании решетки, т.е. в М-конфигурации.

Анализ картин неравновесного тока проясняет, как формируются ступени кондактанса в магнитном поле. В нулевом магнитном поле в структуре имются довольно однородные объемные токи (рис. 3). Слабое магнитное поле (~ 3 мТ) полностью подавляет токи в центральной части резонатора почти для всех энергий вблизи точки Дирака (за исключением E_{D} и резонансных энергий, лежащих в переходах между ступенями). Это поле формирует краевые токовые состояния Ландау, огибающие изолирующую область с той стороны, которая определяется знаком силы Лоренца (рис. 3). Перед выходом в однородный канал этот ток растекается по y. В то же время смена знака B не оказывает существенного влияния на ток по таммовским состояниям. Поэтому если обозначить как J_1 и J_2 полные токи, текущие через нижнюю и верхнюю проводящие части канала, то антисимметричные комбинации $J_1(B) - J_1(-B)$ и $J_2(B) - J_2(-B)$ будут лишены вклада таммовских состояний и представят вклад состояний Ландау в полный ток со знаком плюс либо минус в зависимости от того, по какой половине канала они обходят центральную изолирующую область. Модуль разности сохраняется при смене знака B по определению. Результаты расчета зависимостей разностей токов от E показаны на рис. 4 (вычисляется отношение тока

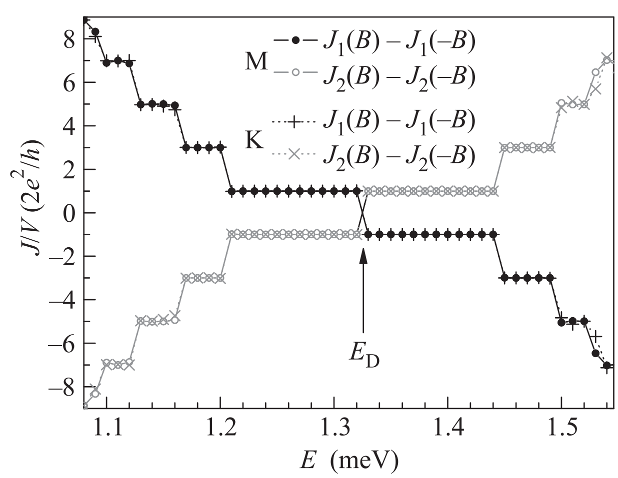

Рис. 4. Краевые токи в решетке антиточек, отвечающие квантованию Ландау (см. текст), при $B = 3$ мТ для конфигураций решеток из предыдущего рисунка. Индексы "1" и "2" относятся к нижней и верхней половинам канала

J к падению напряжения V). Несмотря на крупный шаг по E, при $J/V > 0$ видны совершенно четкие ступени высоты $(2|n|+1)\cdot 2e^2/h$, которые одинаковы для K- и M-ориентаций решетки в канале. Принципиально новым фактом по сравнению с рис. 2 является антисимметрия кривых относительно $E_{\rm D}$. Ее смысл состоит в том, что при переходе E через $E_{\rm D}$ краевое состояние Ландау с $n=0$ "перепрыгивает" с одного края канала на другой при неизменном знаке B. Это означает изменение знака силы Лоренца, т.е. знак носителей заряда меняется, как в графене. Мы убедились в том, что положение точки антисимметрии не зависит от величины B. Следовательно, очевидна аналогия этого эффекта с изменением знака холловского напряжения в графене при переходе затворного напряжения через точку Дирака при фиксированном B. Было проверено, что все плато положительного знака с рис. 4 хорошо вписываются в общий ход кривых на рис. 2, а разность этих кривых и плато дает полный вклад таммовских состояний в кондактанс. Этот вклад не превышает $4e^2/h$ (два одномодовых состояния), за исключением промежутка $1.4\,\text{мэВ} < E < 1.44\,\text{мэВ}$ в конфигурации зигзаг, на котором таммовские состояния на каждом краю канала становятся двухмодовыми. Интересно, что в однородных каналах шириной 6 мкм асимметрия распределения токов поперек канала в магнитных полях 1–10 мТ практически незаметна, а локализация тока у края канала возникает при полях, на порядок больших. В других энергетических интервалах (на краях минизон) квантование кондактанса решетки если и возникает, то по обычному закону, $n\cdot 2e^2/h$, где $n = 1, 2, 3, \ldots$, и в полях, на порядок более высоких, чем вблизи точки Дирака (рис. 5).

Мы выяснили, что положение краев ступеней E_n на рис. 2 и 4 представимо в виде, который известен для объемных уровней Ландау в графене: $|E_n - E_{\rm D}| = v(2\hbar e|n|B_n)^{1/2}$, где n – номера уровней и в данном случае $v = 5.8\cdot 10^4$ м/с. Это значение лишь на 20% меньше, чем получается из закона дисперсии для неограниченной решетки при $B=0$ и значения квазиимпульса в K-точке $k = 4\pi/3L = 0.0419\,\text{нм}^{-1}$ [7, 22]: $v = dE/(\hbar dk) = 6.9\cdot 10^4$ м/с. Важно, что квантование Ландау имеют место и возле нижней точки Дирака (граница минизон *1–2*), но за счет более сильного удержания характерная скорость здесь меньше примерно в 2 раза ($v = 2.5\cdot 10^4$ и $3.1\cdot 10^4$ м/с из закона дисперсии). Для сравнения укажем, что в графене $v_{\rm F} = 10^6$ м/с.

Поведение $G(E)$ возле дираковской точки на рис. 2 сходно с измеренной затворной зависимостью кондактанса подвешенного субмикронного графенового точечного контакта, включая появление ступеней квантования кондактанса при $B \neq 0$ [14]. Там оно объяснялось с позиций квантового эффекта Холла и эквивалентности плато двухтерминального кондактанса $(2|n|+1)2e^2/h$ квантам холловской проводимости графена. Однако на плато отсутствовали интерференционные осцилляции и значения B в эксперименте были на 2 порядка выше, чем на рис. 2 и 4.

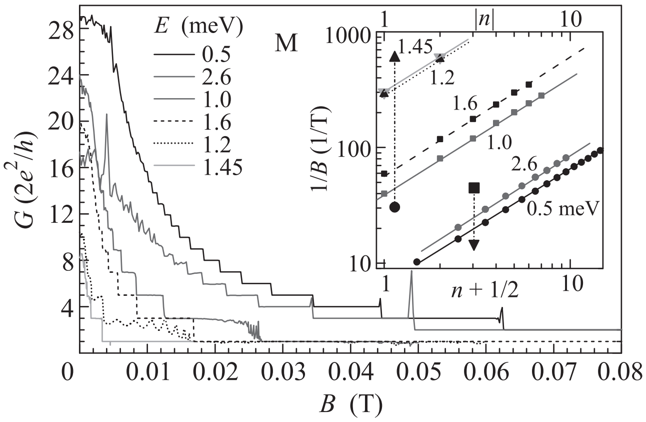

Рис. 5. Зависимости $G(B)$ при параметрах решетки, как на рис. 2: $E = 0.5$ и 2.6 мэВ находятся возле Г-точек в законе дисперсии, две пары других E лежат по разные стороны от $E_{\rm D}$. На вставке в двойном логарифмическом масштабе дано положение краев ступеней для тех же E

На рис. 5 приведена зависимость кондактанса решетки антиточек от магнитного поля B для энергий, расположенных возле Г- и K-точек закона дисперсии. Видно, что в первом случае спад кондактанса медленнее, чем во втором. Участок большого положительного магнитосопротивления сменяется ступенями. Однако при этом в первом случае $G_n = (n+1)\cdot 2e^2/h$, а во втором $G_n = (2|n|+1)\cdot 2e^2/h$. Соответственно края ступеней отвечают разным правилам. В первом случае $E - E_0 = (n+1/2)\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eB_n/m^*$, а масса m^* определяется второй производной закона дисперсии в Г-точке с энергией E_0. Во втором случае имеем $|E - E_{\rm D}| = v(2\hbar e|n|B_n)^{1/2}$. В качестве примера была рассмотрена M-конфигурация. Подобно поведению $G(E)$ на рис. 2 ко всем ступеням $G(B)$ при $E = 1.2$ мэВ добавляются интерференционные осцилляции, вызываемые квантованием таммовских состояний. Эти осцилляции не проникают в область $E < 1.1$ мэВ (рис. 2), и их нет на рис. 5 для $E = 1$ мэВ. Появление узких пиков в переходе между плато с $n = -1$ и 0 при $B = 25$ мТ объясняется резонансами с локализованными состояниями решетки. Подобные состояния моделировались для графеновых квантовых точек в случае недостижимо высоких B (10^3 Т) [21].

Итак, в данной работе в пренебрежении беспорядком исследована модель полупроводникового дираковского резонатора в многомодовом канале. Путем расчетов установлены большое магнитосопротивление резонатора и квантование Ландау в необычно низких магнитных полях ($\sim$ 3 мТ). Показано, что транспорт при таких полях обеспечивается лишь краевыми уровнями Ландау и таммовскими состояниями, а центральная часть решетки становится изолятором. Таммовские состояния для конфигураций кресло и зигзаг занимают разные области энергии относительно точки Дирака. Соответственно в этих областях из-за продольного квантования таммовских состояний к ступеням квантования кондактанса добавляются интерференционные пики. В данный момент еще не созданы структуры для прямой проверки этих предсказаний. Вместе с тем имеется некоторое сходство найденных эффектов с результатами измерений для других дираковских систем при совершенно иных параметрах.

Работа выполнялась при поддержке программы # 24 президиума РАН и интеграционного проекта ИП130 СО РАН. Для расчетов был предоставлен доступ к ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН. Авторы благодарят Д.Г. Бакшеева за помощь в выполнении этих расчетов.

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A.A. Firsov, Science **306**, 666 (2004); K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, Nature **438**, 197 (2005).
2. P. R. Wallace, Phys. Rev. **71**, 622 (1947).
3. L. A. Ponomarenko, R. V. Gorbachev, G. L. Yu, D. C. Elias, R. Jalil, A. A. Patel, A. Mishchenko, A. S. Mayorov, C. R. Woods, J. R. Wallbank, M. Mucha-Kruczynski, B. A. Piot, M. Potemski, I. V. Grigorieva, K. S. Novoselov, F. Guinea, V. I. Fal'ko, and A. K. Geim, Nature **497**, 594 (2013).
4. X. Zhang and Z. Liu, Phys. Rev. Lett. **101**, 264303 (2008).
5. S. Bittner, B. Dietz, M. Miski-Oglu, and A. Richter, Phys. Rev. B **85**, 064301 (2012).
6. C.-H. Park and S. G. Louie, Nano Lett. **9**, 1793 (2009).
7. L. Nádvorník, M. Orlita, N. A. Goncharuk, L. Smrcka, V. Novak, V. Jurka, K. Hruska, Z. Vyborny, Z. R. Wasilewski, M. Potemski, and K. Vyborny, New J. Phys. **14**, 053002 (2012).
8. R. H. Harrell, K. S. Pyshkin, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, C. J. B. Ford, G. A. C. Jones, and M. Pepper, Appl. Phys. Lett. **74**, 2328 (1999); O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheyev, K. S. Pyshkin, R. H. Harrell, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, and C. J. B. Ford, J. Appl. Phys. **89**, 4993 (2001).
9. A. Dorn, T. Ihn, K. Ensslin, W. Wegscheider, and M. Bichler, Phys. Rev. B **70**, 205306 (2004).
10. Y. Kato, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, Phys. Rev. B **86**, 235315 (2012).
11. N. L. Dias, A. Garg, U. Reddy, U. Choi, and J. J. Coleman, Appl. Phys. Lett. **100**, 121115 (2012).
12. P. Koskinen, S. Malola, and H. Häkkinen, Phys. Rev. Lett. **101**, 115502 (2008).
13. P. Hawkins, M. Begliarbekov, M. Zivkovic, S. Strauf, and C. P. Search, J. Phys. Chem. C **116**, 18382 (2012).
14. N. Tombros, A. Veligura, J. Junesch, M. H. D. Guimaraes, I. J. Vera-Marun, H. T. Jonkman, and B. J. van Wees, Nature Physics **7**, 697 (2011).
15. T. Ando, Phys. Rev. B **44**, 8017 (1991); T. Usuki, M. Saito, M. Takatsu, R. A. Kiehl, and N. Yokoyama, Phys. Rev. B **52**, 8244 (1995).
16. A. Cresti, R. Farchioni, G. Grosso, and G. P. Parravicini, Phys. Rev. B **68**, 075306 (2003).
17. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, А. В. Латышев, А. Л. Асеев, Российские нанотехнологии **5**, 117 (2010); O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, Z. D. Kvon, A. L. Aseev, and J. C. Portal, Nanotechnology **23**, 095202 (2012); О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Ж. К. Портал, Письма в ЖЭТФ **97**, 13 (2013).
18. S. B. Kumar, M. B. A. Jalil, S. G. Tan, and G. Liang, J. Phys.: Cond. Matt. **22**, 375303 (2010).
19. T. S. Lia, Y. C. Huang, S. C. Chang, C. P. Chang, and M. F. Lin, Phil. Mag. **89**, 697 (2009).
20. M. H. D. Guimaraes, O. Shevtsov, X. Waintal, and B. J. van Wees, Phys. Rev. B **85**, 075424 (2012).
21. S. C. Kim, P. S. Park, and S.-R. E. Yang, Phys. Rev. B **81**, 085432 (2010); I. Romanovsky, C. Yannouleas, and U. Landman, Phys. Rev. B **83**, 045421 (2011).
22. O. P. Sushkov and A. H. Castro Neto, Phys. Rev. Lett. **110**, 186601 (2013).
23. В. А. Волков, И. В. Загороднев, ФНТ **35**, 5 (2009); A. R. Akhmerov and C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. B **77**, 085423 (2008).
24. Ю. И. Латышев, А. П. Орлов, А. В. Фролов, В. А. Волкова, И. В. Загороднев, В. А. Скуратов, Ю. В. Петров, О. Ф. Вывенко, Д. Ю. Иванов, М. Конзиковски, П. Монсеау, Письма в ЖЭТФ **98**, 242 (2013).