

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 99-02-16756

## Квантовый транспорт в решетках связанных электронных бильярд

З. Д. Квон

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 16 сентября 2002 г.

Экспериментально исследована новая система с динамическим хаосом – двумерная (2D) решетка одиночных бильярд Синая, связанных через квантовые точечные контакты. Установлено, что локализация в этой системе существенным образом подавлена из-за того, что роль длины локализации при  $g \leq 1$  ( $g$  – проводимость в единицах  $e^2/h$ ) играет характерный размер бильярда, а не де-бройлевская длина волны электрона, как в обычной 2D электронной системе. Обнаружены решеточные баллистические эффекты (соизмеримые пики магнитосопротивления (МС)) при  $g \ll 1$ , а также аномально большое отрицательное МС, обусловленное интерференцией на хаотических электронных траекториях. Таким образом, показано, что отличительным свойством данной системы является одновременное существование эффектов, присущих порядку (соизмеримые пики магнитосопротивления), беспорядку (перколяционный перенос заряда) и хаосу (слабая локализация на хаотических электронных траекториях).

PACS: 73.23.–b

Исследования классического и квантового транспорта в системах с динамическим хаосом, начатые десять лет назад, относятся сейчас к числу наиболее интересных и актуальных в физике конденсированного состояния. В первую очередь это связано с достижениями полупроводниковой технологии, позволившими получить различные экспериментальные реализации упомянутых систем и тем самым вывести физику динамического хаоса за границы чисто теоретизирования. Эксперимент дал возможность как проверить и уточнить многочисленные теоретические предсказания, так и поставить ряд новых вопросов перед теорией.

К настоящему времени изучены различные разновидности указанных систем. Наиболее распространенные из них – электронные бильярды, создаваемые на основе двумерного (2D) электронного газа с высокой подвижностью в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. Они могут быть разделены на две группы. К первой относятся одиночные регулярные или хаотические бильярды Бунимовича или Синая, фактически представляющие собой квантовые точки с большим числом электронов [1–5]. Вторая представляет собой макроскопические 2D (решетки антиточек) [6–10] и 1D бильярды Синая [11]. В этих

бильярдах был обнаружен целый ряд интересных явлений, связанных как с классической, так и квантовой хаотической динамикой электронов, такие как формирование динамически устойчивых убегающих электронных траекторий [10], мезоскопические флуктуации кондактанса [1, 12] и хаотическая слабая локализация [2], обусловленные уже интерференцией хаотических электронных траекторий.

В данной работе будет рассмотрена и обсуждена новая разновидность электронных бильярд – решетка связанных через квантовые точечные контакты электронных бильярд, описанная в [13]. С одной стороны, в ней проявляются свойства одиночного синаевского бильярда, а с другой, она представляет собой макроскопическую систему, в которой эти одиночные бильярды образуют регулярную решетку. Уникальность подобной системы обусловлена тем, что в ней одновременно наблюдаются явления, связанные с порядком (соизмеримые пики магнитосопротивления), беспорядком (перколяционное протекание) и хаосом (слабая локализация на хаотических электронных траекториях).

**1. Как реализовать решетку связанных электронных бильярд?** В описываемых экспериментах в качестве исходной системы был исполь-

зован 2D газ в гетеропереходе AlGaAs с решеткой антиточек. Основные параметры 2D газа были следующими: концентрация 2D электронов  $N_s = (2 - 3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , подвижность  $\mu = (3 - 8) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$  и соответствующая длина свободного пробега  $l_p = (2 - 8) \text{ мкм}$ . Решетки изготавливались двух видов: квадратная и гексагональная. Квадратные имели период  $d = 0.6 \text{ мкм}$  и  $0.7 \text{ мкм}$ , а гексагональная  $d = 0.6 \text{ мкм}$ . Литографический размер антиточек во всех случаях был одинаков и равен  $0.2 \text{ мкм}$ . Важной особенностью описываемых образцов было наличие металлического Ni/Au или TiAu затвора, напыляемого на верхнюю часть структуры. С помощью этого затвора регулировалась ширина слоя обеднения вокруг антиточек и тем самым их реальный размер и расстояние между их границами. Это было использовано в данных экспериментах, чтобы от режима 2D электронного газа с обычной решеткой антиточек, в которой они выступают как рассеиватели, перейти к режиму решетки связанных электронных билиардов, где антиточки являются уже отражающими стенками билиардов Синая. В первом случае размер антиточки  $a$  и расстояние между ними  $d - a$  связаны между собой следующим соотношением:  $(d - a) > a$ . Во втором случае должно быть  $d \approx a$ , а  $(d - a) \ll a$ . Фактически, этот случай представляет собой решетку плотно упакованных антиточек. Сказанное иллюстрирует рис.1. Если  $(d - a) \sim \lambda$  ( $\lambda$  - длина волны электрона), то тогда мы имеем дело с решеткой

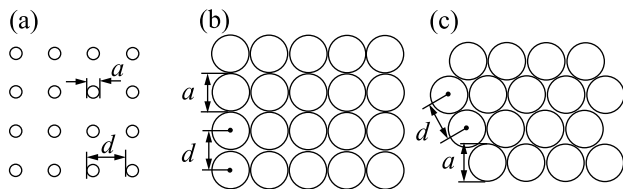


Рис.1. Решетки антиточек:  $(d - a) > a$  (квадратная) - (a),  $d \approx a$  (квадратная) - (b),  $d \approx a$  (гексагональная) - (c)

Синаевских билиардов, связанных через квантовые точечные контакты. О них и пойдет речь дальше.

**2. Соизмеримые пики магнитосопротивления.** На рис.2 представлены типичные результаты магнитотранспортных измерений для квадратных решеток в диапазоне магнитных полей от  $-0.1 \text{ Т}$  до  $2 \text{ Т}$  и температур  $1.2 \text{ К} - 60 \text{ мК}$  при трех значениях затворного напряжения, соответствующих сопротивлению решетки на квадрат  $\rho_{xx} < h/e^2$ ,  $\rho_{xx} > h/e^2$  и  $\rho_{xx} \gg h/e^2$ . Представленные зависимости  $\rho_{xx}(B)$  можно характеризовать тремя областями магнитного поля: слабых магнитных полей от  $0$  до  $0.05 \text{ Т}$ ,

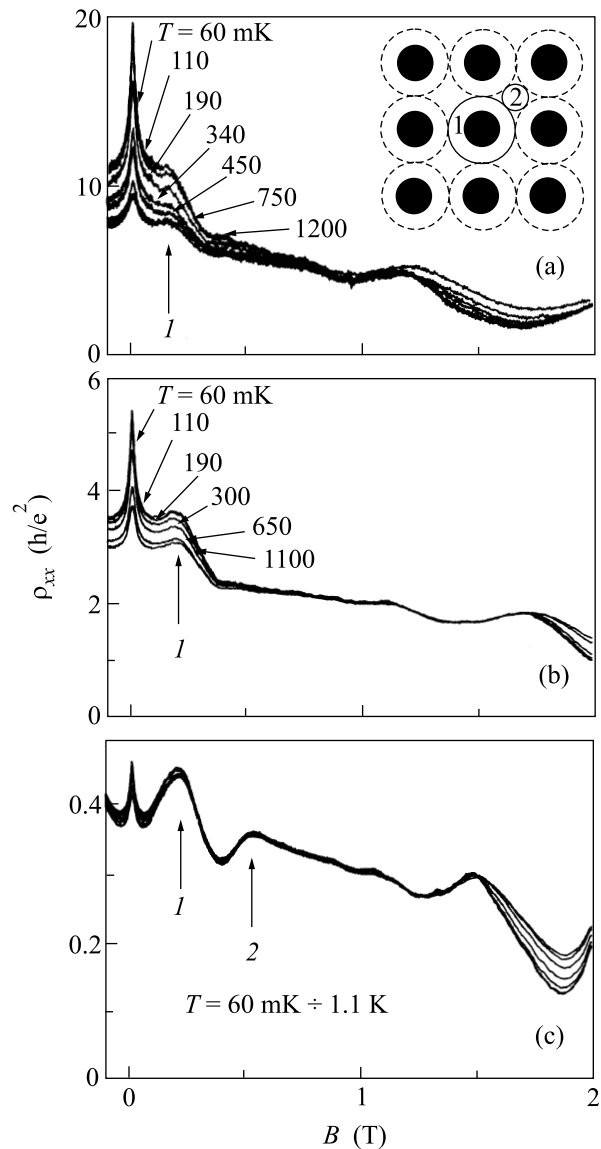


Рис.2. Зависимости  $\rho_{xx}(B)$  при различных значениях  $\rho_{xx}(0)$  в диапазоне температур  $T = 1.2 \text{ К} - 60 \text{ мК}$  (образец AG219): (a) -  $\rho_{xx}(0) \gg 1$ , (b) -  $\rho_{xx}(0) > 1$ , (c) -  $\rho_{xx}(0) < 1$

средних магнитных полей от  $0.1$  до  $0.5 \text{ Т}$  и сильных магнитных полей  $B > 1 \text{ Т}$ . В данном разделе мы проанализируем только область средних и сильных магнитных полей. Область слабых полей, где, как видно, наблюдается значительное по величине отрицательное магнитосопротивление (ОМС), будет рассмотрена отдельно. В средних полях наблюдаются так называемые соизмеримые пики МС, указанные на рис.2 стрелками. Пик, отмеченный цифрой 1, соответствует условию  $2R_c = d$  ( $R_c$  - циклотронный радиус). Этот пик наблюдается во всех решетках антиточек и в данном случае (решетка плотно упа-

кованных антиточек) соответствует формированию локализованных траекторий вокруг одной антиточки. Как видно, он не исчезает даже при  $\rho_{xx} \gg h/e^2$ . В самом низкоомном из приведенных состояний системы наблюдается также второй соизмеримый пик, отмеченный цифрой 2. Он соответствует условию  $2R_c = (\sqrt{2} - 1) \cdot d$  и связан с образованием локализованной траектории между антиточками. Этот пик наблюдался в [13]. Траектории, образование которых приводит и возникновению обсуждаемых пиков МС, показаны на вставке к рис.2. Их положение позволяет сделать определенный вывод о соотношении  $d$  и  $a$ . В частности, для кривых на рисунке 2с имеем  $d \approx a$ , а  $(d - a) \ll a$ . Действительно, в этом случае отношение величины магнитного поля  $B_1$  (указывающего положение первого пика) и магнитного поля  $B_2$  (указывающего положение второго пика) должно быть  $B_1/B_2 = \sqrt{2} - 1$ . На рис.2 получаем для  $B_1/B_2 = 0.39$ , что весьма близко к указанному значению.

В области полей, превышающих 1 Т, наблюдаются осцилляции Шубникова–де Гааза. Они, так же как пик 1, не исчезают даже при  $\rho_{xx} \gg e^2/h$ . Приведенные экспериментальные данные показывают, что свойства изучаемой системы являются весьма необычными в сравнении с немодулированной 2D электронной системой. Как известно, когда такая система переходит из состояния с  $\rho_{xx} < h/e^2$  в состояние с  $\rho_{xx} > h/e^2$ , ни о каких баллистических эффектах (свидетельством которых в исследуемой системе являются соизмеримые пики) и осцилляциях Шубникова–де Гааза не может идти речь, так как она переходит в диэлектрическое состояние.

**3. Проводимость решетки. Зависимость от затворного напряжения и температуры.** Рис.3а показывает типичную затворную зависимость проводимости  $g$  (измеренную в единицах  $e^2/h$ ) решетки при температуре  $T = 60$  мК. Там же сплошной линией проведена зависимость  $g = 28.6 \cdot (V_g - V_g^c)^t$ , где  $V_g$  – затворное напряжение, а  $V_g^c$  – напряжение отсечки,  $t = 1.26$ . Эта зависимость напоминает перколяционную для хорошо известной задачи о протекании по узлам квадратной решетки [14], если положить число узлов  $r$  пропорциональным затворному напряжению  $r \approx V_g$ . Тогда  $g \approx (r - r_c)^t$ , где  $r_c$  – критическое число узлов. Критический индекс  $t$  для указанной задачи хорошо известен и лежит в пределах  $t = 1 - 1.5$  [14]. Как видно из рис.3а, эксперимент достаточно удовлетворительно описывается в рамках задачи узлов, в качестве которых могут выступить седловые точки, связывающие одиночные билиарды. И вот по какой причине. Очевидно, что в этих

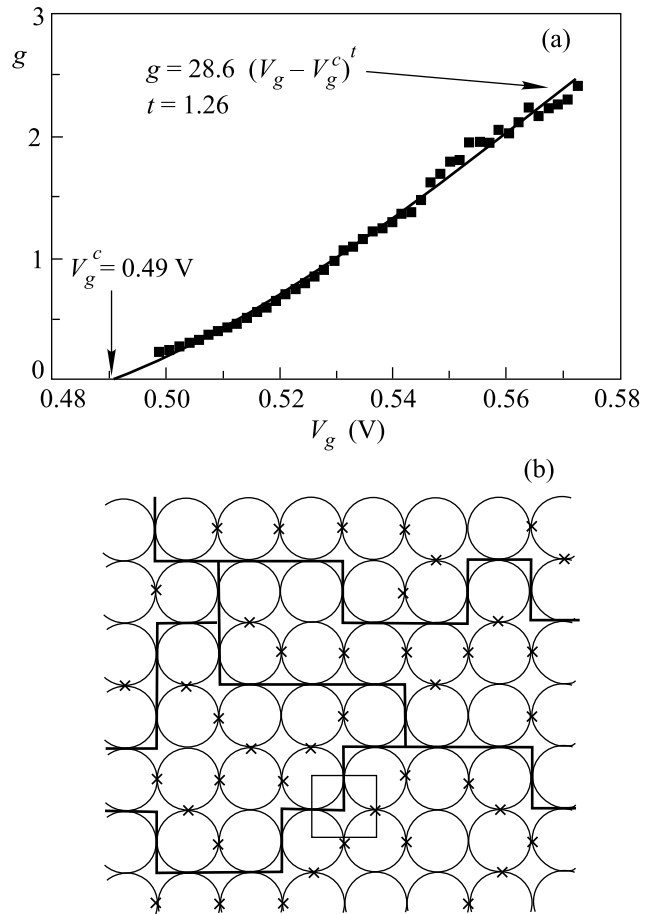


Рис.3. Зависимости  $g(V_g)$  (точки – эксперимент (образец AG219), сплошная линия – расчет) – (а), перколяционные пути протекания в квадратной решетке – (б)

точках экранирование флуктуационного потенциала происходит наименее эффективным образом вследствие малой концентрации носителей заряда. Тогда флуктуации этого потенциала могут сильно влиять на прохождение электрона, то создавая барьер, то пропуская одну-две электронные моды. Описанное свойство седловых точек и позволяет предположить, что они могут служить узлами квадратной решетки, среднее число которых управляется затворным напряжением, меняющим тем самым число путей протекания через решетку. Рис.3б иллюстрирует сказанное выше.

На рис.4а и б показаны температурные зависимости  $g$  для двух образцов с разной подвижностью исходного 2D электронного газа. В первом случае  $\mu = 7 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , во втором –  $\mu = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Зависимости измерены при переходе системы от значения  $g > 1$  к  $g \ll 1$ . Рассмотрим вначале зависимости на рис.4а. При  $g > 1$  проводимость слабо

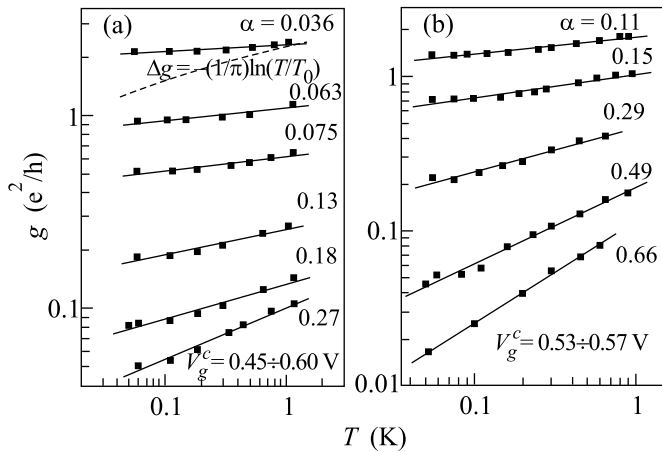


Рис.4. Температурные зависимости  $g$ . Образец с более высокой подвижностью (AG219,  $d = 0.6$  мкм) – (a), образец с более низкой подвижностью (AG35,  $d = 0.7$  мкм) – (b)

зависит от температуры. На первый взгляд, так и должно быть, поскольку в этих условиях обычно в

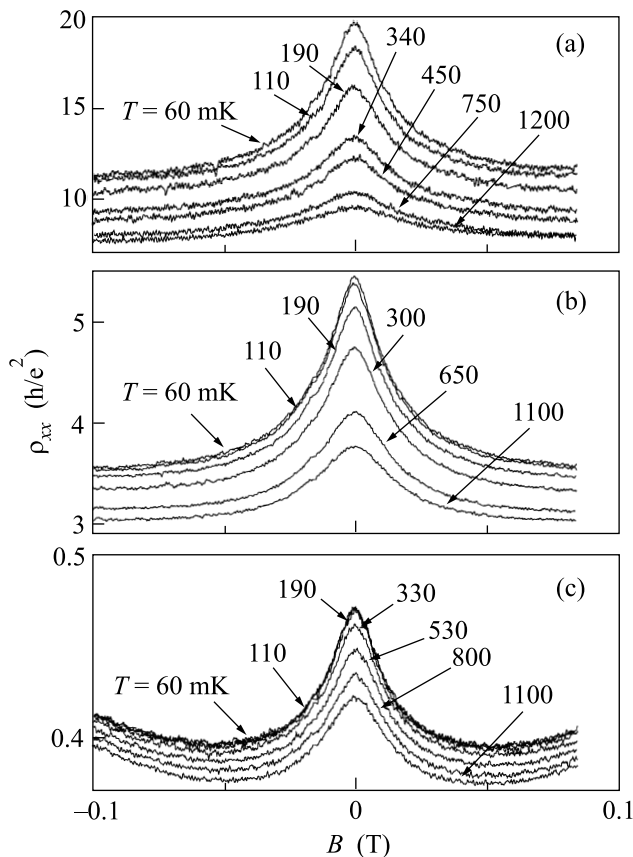


Рис.5. Отрицательное магнитосопротивление при различных  $g$  и температурах (AG219,  $d = 0.6$  мкм)

2D системах наблюдается логарифмически слабое падение  $g$ , связанное с эффектами слабой локализации.

Поскольку в данной системе нет эффектов, связанных со спиновой релаксацией, а взаимодействие мало, имеем для логарифмической поправки к проводимости следующее выражение [15]:

$$\Delta g = -(1/\pi) \ln(T/T_0). \quad (1)$$

На рис.4 штриховой линией показана зависимость (1). Видно, что даже логарифмически слабая зависимость оказывается заметно более сильной, чем наблюдаемая в эксперименте. Таким образом, отсюда можно сделать вывод, что локализационные эффекты в исследуемой системе оказываются более слабыми, чем во многих других 2D и квази-2D системах. Измерения при  $g < 1$  подтверждают сделанный вывод. Видно, что с уменьшением  $g$  температурная зависимость усиливается, но по-прежнему остается слабой даже при  $g \ll 1$ . В целом все приведенные на рис.4 зависимости хорошо описываются степенной функцией вида  $g(T) \sim T^\alpha$ , где  $\alpha < 1$ . В частности, все зависимости на рис.4 описываются значениями  $\alpha = 0.1 - 0.27$  для образца с большей подвижностью исходного 2D электронного газа и  $\alpha = 0.3 - 0.66$  для образца с меньшей подвижностью. Отсюда видно, что усиление начального беспорядка ведет к более быстрому падению проводимости с понижением температуры. Описанное выше поведение 2D решетки синаевских бильярдов в значительной степени отличается от того, которое наблюдается во всех изученных 2D электронных системах с немодулированным потенциалом, начиная с кремниевых МОП-транзисторов [16] и кончая гетеропереходами AlGaAs/GaAs [17]. Если при  $g > 1$  во всех этих системах наблюдается разное поведение проводимости (начиная с логарифмического уменьшения и кончая аномальным увеличением [18]), то при  $g \ll 1$  они находятся в области сильной локализации, характеризующейся экспоненциальным сильным уменьшением величины  $g$  при понижении температуры ниже 1 К. Ничего подобного не наблюдается в исследуемой системе: при  $g \ll 1$ , как видно из рис.4, проводимость уменьшается с падением температуры даже слабее, чем  $g \sim T$ .

**4. Отрицательное магнитосопротивление. Слабая локализация на хаотических электронных траекториях.** Перейдем теперь к анализу ОМС, наблюдаемому в области слабых магнитных полей (рис.5). Поведение этого ОМС при  $g > 1$  может быть связано с эффектами слабой локализации в открытых электронных бильярдах, обусловленными интерференцией хаотических электронных траекторий внутри одного бильярда. Подобное магнитосопротивление наблюдалось в [2]. В этой работе из-

учался массив одиночных билиардов типа “цирк” (один из примеров регулярного билиярда) и типа “стадион” (один из примеров хаотического билиярда) с двумя открытыми каналами. Все билиарды были отделены друг от друга макроскопической областью 2D электронного газа, сопротивление которой было много меньше, чем сопротивление одного билиярда. Массив использовался для того, чтобы усреднить мезоскопические флуктуации кондактанса. Теория ОМС в одиночном билиярде была построена в [19]. Из нее следует, что в случае хаотического билиярда (а именно таковыми являются все синаевские билиарды) ОМС должно описываться следующим выражением:

$$\Delta\rho_{xx}(B) = -\Delta\rho_{xx}^0 \cdot [1 + (B/B_0)^2], \quad (2)$$

где  $B_0 = \Phi_0/2S$  ( $\Phi_0 = hc/e$  – квант магнитного потока,  $S$  – площадь билиярда). То есть она дается лоренцевской кривой, полуширина которой определяется квантованием потока через площадь билиярда. На рис.6а приведено сравнение экспериментальных кривых  $\Delta\rho_{xx}(B)$ , полученных для квадратной решетки, с рассчитанными из выражения (2). Сравнение проведено для двух периодов – 0.6 и 0.7 мкм. Видно, что эксперимент хорошо описывается выражением (2), в которое подставлена площадь одиночного билиярда нашей решетки, равная для квадратной решетки  $S = d^2 \cdot (1 - \pi/4)$ . Интересно, что поскольку гексагональная решетка соответствует максимально плотной упаковке, площадь билиярда для квадратной решетки оказывается существенно (в 5.2 раза) большей, чем в случае треугольной (для нее  $S = d^2 \cdot (\sqrt{3}/4 - \pi/8)$ ) при одинаковом периоде решеток. Тогда в эксперименте кривая ОМС гексагональной решетки должна быть существенно шире, чем в случае квадратной. Экспериментальная кривая для нее приведена на рис.6б. Там же приводятся подгоночные кривые. Хорошо видно, что полуширина кривой  $\Delta g(B)$  для треугольной решетки значительно превышает полуширину кривых на рис.6а. Следует особо отметить, что, строго говоря, выражение (2) справедливо только, когда  $g > 1$  и  $\Delta g \ll g$ . Именно такие условия были реализованы в эксперименте [2]. Как видно из рис.6, в нашем случае выражение (2) хорошо описывает наблюдаемое ОМС и в случае  $g < 1$ . Причем в этом случае  $\Delta g$  уже сравнимо с  $g$ . Таким образом, мы получаем неожиданный результат. Поведение ОМС при  $g > 1$  и  $g \ll 1$  оказывается практически одинаковым с точки зрения магнитополевой зависимости. Но при переходе в состояние  $g \ll 1$  его величина сильно растет, становясь сравнимой с величиной полной проводимости при нулевом магнит-

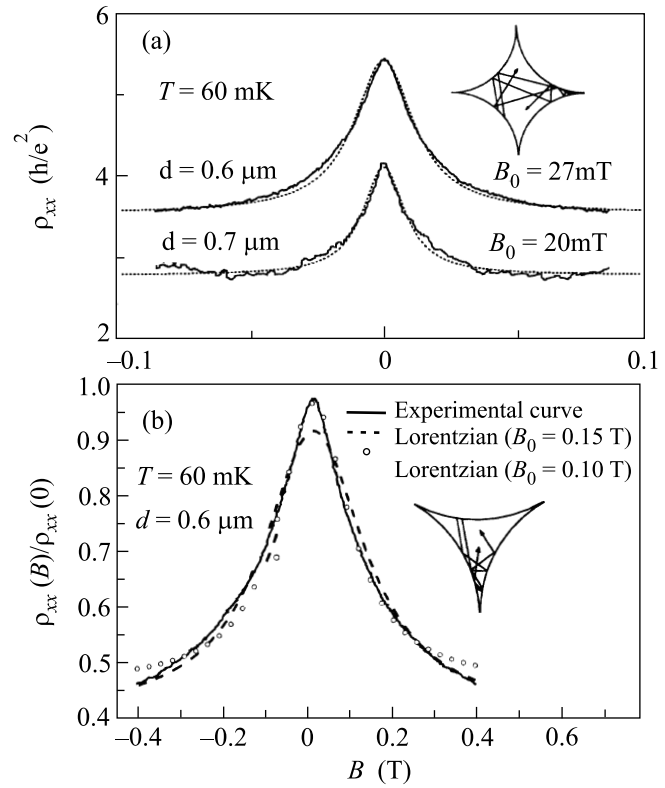


Рис.6. Отрицательное магнитосопротивление: сравнение эксперимента и расчета. Квадратные решетки с разными периодами – (а), гексагональная решетка – (б). На вставках показаны одиночные билиарды, образующие квадратную и гексагональную решетки, а также электронные траектории. Подавление интерференции этих траекторий магнитным полем приводит к ОМС

ном поле. Из сказанного можно сделать вывод, что в решетке связанных синаевских билиардов интерференция на хаотических траекториях внутри билиярда приводит к значительно более существенному изменению величины сопротивления всей системы, чем в случае одиночного билиярда, где та же самая интерференция изменяет проводимость системы всего на несколько процентов [2, 19].

**Обсуждение результатов. Решетка связанных электронных билиардов – система с подавленной локализацией.** Какие выводы можно сделать из приведенных выше результатов? Во-первых, как следует из затворной зависимости проводимости, мы имеем дело с перколяционной решеткой. Во-вторых, наличие соизмеримых пиков магнитосопротивления показывает, что эта решетка, тем не менее, обладает свойствами периодической системы во всем исследованном диапазоне проводимостей, то есть даже при  $g \ll 1$ . Существование этих пиков,

а также осцилляций Шубникова–де Гааза позволяет сделать однозначный вывод о том, что связь между одиночными биллиардами, образующими решетку, осуществляется не через туннельные барьеры, а через квантовые точечные контакты в седловых точках решетки, поскольку и в первом и во втором случаях необходимо, чтобы энергия Ферми превышала высоту барьера. Тогда перколяционная картина протекания заряда в такой решетке выглядит следующим образом. При больших значениях проводимости ( $g > 1$ ) все узлы, в качестве которых выступают седловые точки, являются открытыми и проводимость решетки равна приблизительно кондактансу одного узла  $g_{sp} = 2ne^2/h$ , где  $n$  – число мод, пропускаемых через него. Затем, по мере уменьшения затворного напряжения, число открытых узлов начинает уменьшаться и проводимость осуществляется только по отдельным квазиодномерным перколяционным путям, что и отражает зависимость вида  $g \sim (r-r_c)^t$ . Температурная зависимость этой проводимости, как показывают результаты, представленные в разд. 3, является очень слабой даже при  $g \ll 1$  в противоположность обычным 2D системам. Слабость этой зависимости нельзя объяснить перколяционным протеканием. Наоборот, образование квазиодномерных перколяционных путей должно только усиливать эффекты локализации и тем самым температурную зависимость. Отметим, что нам известна только одна работа [20], в которой при  $g \ll 1$  наблюдалась не экспоненциальная, а линейная зависимость от температуры. В этой работе исследовались тонкие  $\text{In}_2\text{O}_3$  пленки. Эта система была рассмотрена теоретически в [21]. В рамках модели, предложенной в указанной работе, предполагалось, что металлические гранулы с высокой проводимостью,  $g \gg 1$ , связаны друг с другом туннельными барьерами таким образом, что проводимость макроскопической системы гранул была низкой,  $g \ll 1$ . Было показано, что из-за неупругого электрон-электронного рассеяния проводимость такой системы зависит от температуры линейно в широком температурном диапазоне. Однако при  $T \ll e^2/C$  ( $C$  – емкость гранулы) она должна переходить в экспоненциальную. Наши результаты не согласуются с предсказанием работы [21]. Во-первых, в нашем эксперименте наблюдается заметно более слабая температурная зависимость, чем линейная. Во-вторых, оценки показывают, что кулоновская энергия в нашем случае равна  $e^2/C \approx 15 - 25$  К, и тем самым в исследованном диапазоне температур 0.05 К – 1 К должна наблюдаться уже экспоненциальная зависимость от температуры. Подобное несоответствие нетрудно понять, если вспомнить, что в нашей систе-

ме биллиарды разделены не туннельными барьерами, а квантовыми точечными контактами. По этой причине модель [21] не объясняет полученную в данном эксперименте температурную зависимость проводимости. Требуется ее развитие на случай, когда связь между биллиардами осуществляется не туннелирующими электронами, а баллистическими. Тем более что поведение системы в магнитном поле тоже является аномальным. Как хорошо видно на рис.2, при магнитных полях, превышающих поле, соответствующее соизмеримому пику, сопротивление становится вообще не зависящим от температуры, в то время как ее величина остается по-прежнему много больше  $h/e^2$ . Хорошо известно [17], что в обычной 2D системе в подобной ситуации происходит переход диэлектрик – холловская жидкость – диэлектрик. Объяснение всех перечисленных аномалий требует развития последовательной теории квантового транспорта в 2D решетке связанных биллиардов Синая, построить которую весьма непросто. Ниже изложена только качественная картина, не претендующая на последовательное и, тем более, количественное описание всех обнаруженных эффектов. Она заключается в следующем. В случае однородной 2D системы оценка длины локализации  $\xi$  дает для нее следующее приближенное выражение [15]:

$$\xi \simeq l_p \cdot \exp(\pi/2) \cdot k_F l_p. \quad (3)$$

Это выражение позволяет разделить режим слабой локализации, когда  $k_F l_p \gg 1$ , и сильной локализации, когда  $k_F l_p \approx 1$ . Поскольку в 2D случае  $g = k_F l_p$ , то проводимость является той самой, и главное, измеряемой, характеристикой системы, которая позволяет судить о переходе от одного режима к другому. Из (3) следует, что в режиме сильной локализации  $\xi \approx 1/k_F$ . Тогда характерная энергия, соответствующая переходу при  $g \leq 1$  к экспоненциальной температурной зависимости, будет порядка  $E_c \approx \hbar^2 k_F^2 / m^* \approx E_F = 15 - 30$  К. В нашем случае логично предположить, что  $\xi \approx L$ , где  $L$  – характерный размер биллиарда. Отсюда нетрудно получить оценку для характерной энергии  $E_c \approx E_F/N$ , где  $N$  – количество электронов в биллиарде. Величину  $N$  нетрудно определить по известной площади биллиарда. Для квадратной решетки с периодом  $d = 0.6$  мкм  $N = 80 - 120$ , для  $d = 0.7$  мкм  $N = 110 - 160$ . Тогда получаем, что в исследуемой нами системе температуры, при которых должна начаться экспоненциально сильная температурная зависимость  $g$ , должны удовлетворять условию  $T < 0.1$  К, то есть должно наблюдаться сильное уменьшение характерной температуры. Этот факт способен, по крайней мере ка-

чественно, объяснить отсутствие экспоненциальной локализации в нашей системе. Он также подтверждается результатами работ [22], в которых исследовались короткопериодные решетки ( $d = 0.2$  мкм и  $d = 0.3$  мкм). Приведенные выше рассуждения справедливы при условии, если время фазовой когерентности  $\tau_\varphi$  превышает время жизни электрона в билиарде  $\tau_{esc}$ . Существует довольно много экспериментальных и теоретических попыток определения  $\tau_\varphi$  в одиночных билиардах [23]. Все они дают для  $\tau_\varphi = 10^{-10} - 10^{-9}$  с при  $T < 1$  К. Оценка времени  $\tau_{esc}$  по формуле  $\tau_{esc} \approx (S/W) \cdot v_F$  [24] ( $W$  – ширина горла, а  $v_F$  – фермиевская скорость) дает  $\tau_{esc} \approx 10^{-11}$  с, то есть упомянутое выше условие выполняется.

Таким образом, проводимость решетки связанных электронных билиардов не описывается стандартной картиной 2D локализации и величина  $g$  не является какой-либо качественной характеристикой системы в отличие от однородных 2D электронных систем. Длина локализации такой системы определяется фактически периодом решетки, а величина проводимости – классическим перколяционным протеканием. Обе указанные особенности приводят к тому, что 2D решетка связанных через квантовые точечные контакты билиардов Синая может демонстрировать металлические и баллистические (соизмеримые пики МС и слабая локализация на хаотических траекториях, осцилляции Шубникова–де Гааза) свойства даже при  $g \ll 1$ . Их полное описание является, на наш взгляд, весьма интересной задачей для теории квантовых интерференционных эффектов в системах, где наряду с интерференцией хаотических электронных траекторий необходимо учитывать влияние беспорядка. В частности, только построение этой теории позволит объяснить аномально большое отрицательное ОМС в решетке. Отметим также, что приведенные результаты ясно показывают, что величина проводимости не может являться универсальной характеристикой любой 2D электронной системы, несмотря на ее макроскопическую однородность. Поэтому требуется особая осторожность в применении скейлинговых аргументов для описания локализации в реальных 2D электронных системах, в которых весьма вероятно образование содержащих большое число электронов областей.

Автор благодарит М. В. Буданцева и А. Г. Погосова за совместную работу, а В. И. Фалько – за обсуждение ряда вопросов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-16756).

1. C. M. Marcus, A. J. Rimberg, R. M. Westervelt et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 506 (1992).
2. A. M. Chang, H. U. Baranger, L. N. Pfeifer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **73**, 2111 (1994).
3. A. M. Chang, H. U. Baranger, L. N. Pfeifer et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 1695 (1996).
4. J. A. Folk, S. R. Patel, S. F. Godjin et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 1699 (1996).
5. R. P. Taylor et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1952 (1997).
6. K. Ensslin and P. M. Petroff, Phys. Rev. **B41**, 12307 (1990).
7. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Mesching et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).
8. G. M. Gusev, V. T. Dolgoplov, Z. D. Kvon et al., Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **54**, 369 (1991).
9. A. Lorke, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, Phys. Rev. **B44**, 3447 (1991).
10. E. M. Baskin, G. M. Gusev, Z. D. Kvon et al., JETP Lett. **55**, 678 (1992).
11. M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov et al., Surface Science **361/362**, 739 (1996).
12. M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov et al., JETP Lett, **59**, 645 (1994).
13. M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov et al., Physica **B260**, 363 (1998); M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov, and J. C. Portal, Usp. Fiz. Nauk. (Suppl.) **171**, 20 (2001).
14. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
15. P. A. Lee and T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
16. T. Ando, A. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 347 (1982).
17. H. W. Jiang, C. E. Jonson, K. L. Wang, and S. T. Hannas, Phys. Rev. Lett. **71**, 1439 (1993); T. Wang, K. P. Clark, G. F. Spencer et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 709 (1994); R. J. F. Hughest et al. J. Phys.: Cond. Matter **6**, 4763 (1994); D. Shahar, D. Tsui, and J. E. Cunningham, Phys. Rev. **B52**, R14372 (1995).
18. E. Abrahams, S. Kravchenko, and M. P. Sarachik, Rev. Mod. Phys. **73**, 251 (2001).
19. H. U. Baranger, R. A. Jalabert, and A. D. Stone, Phys. Rev. Lett. **70**, 3876 (1993).
20. Z. Ovadyahu and Y. Imry, J. Phys. **C18**, L19 (1985).
21. Y. Imry, A. Stern, and U. Sivan, Europhys. Lett. **39**, 6239 (1997).
22. G. Lutjering, D. Weiss, R. Tank et al., Surf. Sci. **361/362**, 925 (1996); F. Nihey, M. Kastner, and K. Nakamura, Phys. Rev. **B55**, 4085 (1997).
23. J. Bird, J. Phys: Cond. Matter **11**, R413 (1999).
24. I. L. Aleiner and A. I. Larkin, Phys. Rev. **54**, 14423 (1996).