

Двумерный электронный газ в решетке антиточек с периодом 80 нм

Д. А. Козлов⁺¹⁾, З. Д. Квон^{+*}, А. Е. Плотников⁺, А. В. Латышев^{+*}

⁺Институт физики полупроводников, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 23 декабря 2009 г.

Экспериментально исследован магнитотранспорт в двумерном электронном газе с решеткой антиточек, имеющей рекордно малый (80 нм) период и размер антиточек (20 нм – 40 нм), сравнимый с дебройлевской длиной волны электронов. Наблюдался целый ряд новых особенностей в поведении магнитосопротивления (МС) как в квазиклассических условиях, так и в режиме квантующих магнитных полей. В частности, обнаружен аномальный квазиклассический пик МС, обусловленный эффектами немонотонного рассеяния. В поведении осцилляций Шубникова – де Гааза обнаружен необычный переход от аномального периода, постоянного по магнитному полю, к нормальному постоянному по обратному магнитному полю. Также наблюдался эффект их возгорания и подавления, вызванный трансформацией короткодействующего и дальнедействующего рассеивающих потенциалов в решетке при изменении концентрации двумерных электронов.

В недавней работе [1] было показано, что технология наноструктурирования на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ), расположенного на близком от поверхности гетероперехода расстоянии ($d = 15\text{--}25$ нм), позволяет реализовать решетку антиточек с резкой границей антиточка – ДЭГ, характерный размер которой не превышает 10–20 нм. Указанный факт означает, что разработанная технология может позволить заметным образом продвинуться в направлении уменьшения периода решетки антиточек и их диаметра до размеров, уже сравнимых с дебройлевской длиной волны электрона, и таким образом совершить качественный скачок в их изучении, когда на поведение квазиклассических эффектов соизмеримости могут уже существенным образом повлиять квантовые свойства электрона в решетке антиточек. В данной работе впервые сообщается об исследовании высокоподвижного ДЭГ в решетке антиточек с периодом 80 нм и диаметром антиточек 20–40 нм. Дебройлевская длина волны электронов в исследованных образцах была равна 28–38 нм. Следует также отметить, что до настоящей работы наименьший период решетки антиточек, полученный авторами [2], был 150 нм, то есть в два раза больше. Немаловажен и тот факт, что, в отличие от [2], в данной работе удалось реализовать решетку на площади 50×100 мкм, то есть почти в 1000 раз большей, что полностью исключает возникновение мезоскопических флуктуаций сопротивления, могущих исказить эффекты, связанные с периодичностью. Решетки антиточек размером 30–

40 нм и периодом 80 нм создавались на основе технологии, описанной ранее [1]. Однако для того, чтобы получить как можно меньший эффективный размер антиточек, глубина травления была выбрана в два раза меньше. Изображение решетки, топология и размеры экспериментального холловского образца, на одном из мостиков которого создавалась решетка, показаны на рис.1а. Измерения магнитосопротивления описанного образца проводились в диапазоне температур 20–0.2 К в магнитных полях до 10 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 6–12 Гц и при величинах измерительного тока 1–100 нА. На рис.1б показаны зависимости от магнитного поля B диссипативной $\rho_{xx}(B)$ и холловской $\rho_{xy}(B)$ компонент тензора сопротивления указанной решетки без подсветки. Там же показана зависимость $\rho_{xx}(B)$ для немодулированной части образца, показывающая, что ее сопротивление почти в 25 раз меньше сопротивления решетки, что говорит о практически полном доминировании рассеяния на антиточках в решетке. В этом состоянии образца длина свободного пробега электронов в сверхрешетке l_{tr}^{attice} равнялась 180 нм. Параметры исходного ДЭГ, изменявшиеся при помощи межзонной подсветки, были следующими: концентрация электронов $N_s = (6.5\text{--}8) \cdot 10^{11}$ см⁻², подвижность $\mu = (2.6\text{--}2.7) \cdot 10^5$ см²/В·с с соответствующими длинами свободного пробега $l_{tr} = (3.4\text{--}3.8)$ мкм.

Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для решеточного образца на рис.1 содержат при полях $B \leq 4$ Тл пики МС, на первый взгляд аналогичные соизмеримым пикам МС, всегда наблюдающимся в ДЭГ с решеткой антиточек. При магнитном поле $B = 2.8$ Тл наблюдается,

¹⁾ e-mail: dimko@thermo.isp.nsc.ru

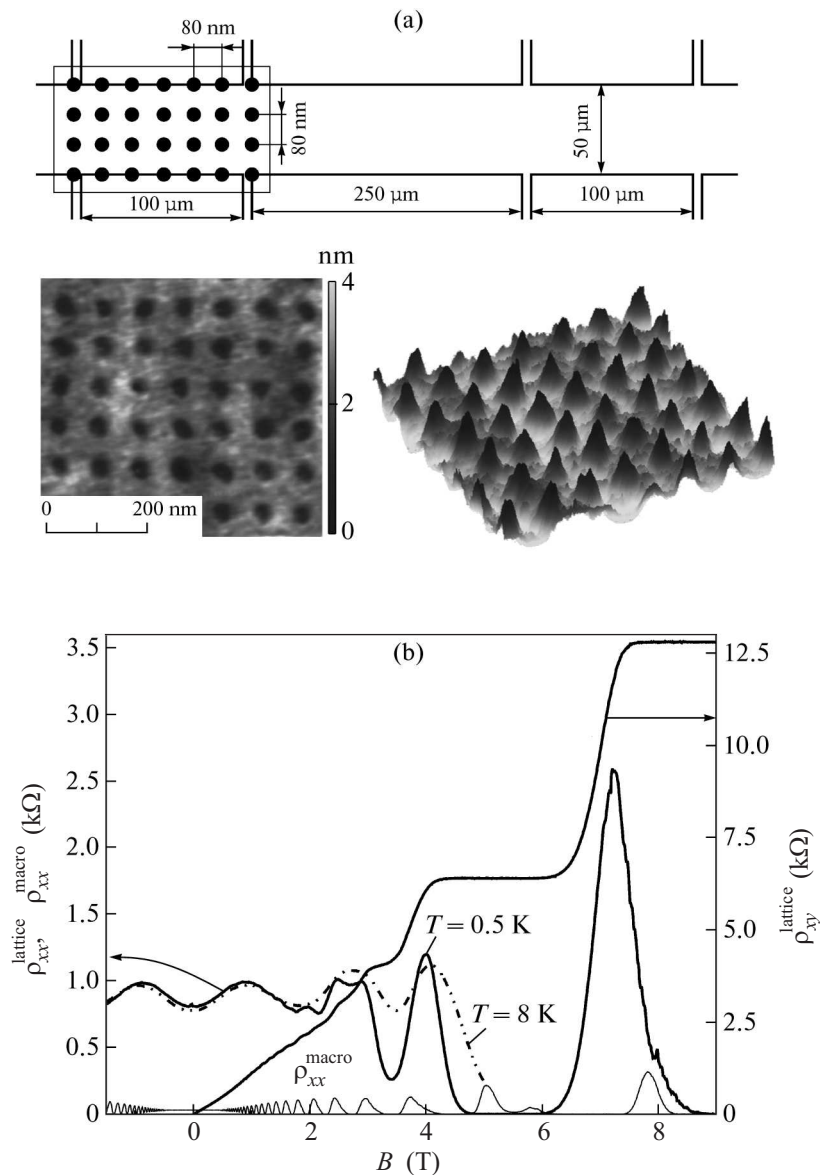


Рис.1. (а) Схематическое изображение холловского мостика, а также АСМ-изображение сверхрешетки антиточек и ее трехмерное инвертированное изображение, демонстрирующее однородность. (б) Зависимость от магнитного поля B компонент тензора магнитосопротивления $\rho_{xx}^{\text{lattice}}(B)$ и $\rho_{xy}^{\text{lattice}}(B)$ решетки антиточек для температуры 0.5 К (сплошная линия) и 8 К (пунктир), а также диссипативной компоненты $\rho_{xx}^{\text{macro}}(B)$ немодулированной части образца (внизу, тонкая линия)

как и следовало ожидать, основной соизмеримый пик (СПМС), положение которого как во всех предыдущих экспериментах, так и в нашем, хорошо соответствует условию $2 \times R_c = d$. При дальнейшем увеличении магнитного поля сразу после основной соизмеримой осцилляции возникает хорошо выраженный режим квантового эффекта Холла. Столь резкий переход от квазиклассических пиков МС к КЭХ наблюдается как раз благодаря рекордно малому периоду решетки. Оставшийся пик, наблюдаемый при более

слабых полях, требует отдельного анализа. Он соответствует условию $0.43 \times R_c = d$. Пик с указанным условием соизмеримости ранее не встречался. При больших периодах после основного СПМС наблюдался обычно пик, положение которого меняется, как показано в [1], в зависимости от резкости границы антиточка – ДЭГ. При плавном потенциале границы он обычно соответствует условию $0.65 \times R_c = d$, а при резком $-0.5 \times R_c = d$ [3–6]. Очевидно, что ни одно из приведенных условий не соответствует най-

денному в данной решетке. Еще большее разногласие возникает в поведении анализируемого пика МС после подсветки образца, увеличивающей концентрацию двумерных электронов (рис.2). Как видно из

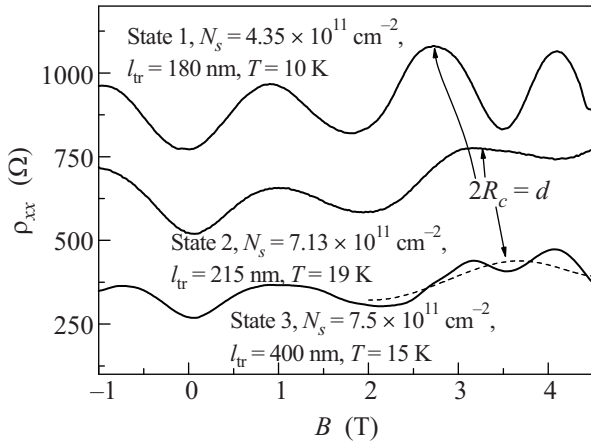


Рис.2. Зависимость диссипативной компоненты тензора магнитосопротивления ρ_{xx} от магнитного поля B при высоких температурах для трех состояний образца. Цифры возле кривых соответствуют номеру состояния, каждое последующее состояние получено подсветкой предыдущего. Для определения положения основного пика МС третья кривая была дополнительно сглажена (пунктирная линия)

приведенных выше условий соизмеримости, рост N_s должен приводить к сдвигу пиков в сторону больших магнитных полей, что и наблюдалось во всех экспериментах. Рис.2 показывает, что такое поведение демонстрирует только основной пик МС, тогда как пик, соответствующий более слабым магнитным полям, практически не меняет своего положения, а для самого низкоомного состояния 3 даже смещается в сторону более слабых магнитных полей. Отсюда ясно, что положение обсуждаемого пика нельзя описать каким-либо условием соизмеримости между циклотронным радиусом и периодом решетки, и он имеет какую-то другую природу, возможно, связанную уже с квантовыми эффектами. Чтобы проверить данное предположение, зависимости $\rho_{xx}(B)$ были измерены при различных температурах в диапазоне от 0.2 до 20 К (рис.3). Хорошо видно, что изменение температуры почти на два порядка не ведет к радикальному изменению поведения обоих пиков МС. Только при самых низких температурах основной соизмеримый пик МС начинает модулироваться шубниковскими осцилляциями. Такое поведение указывает на квазиклассическую природу указанных пиков. Более детальный анализ рис.3 показывает, что поведение решетки в самом низкоомном состоянии 3 (рис.3с)

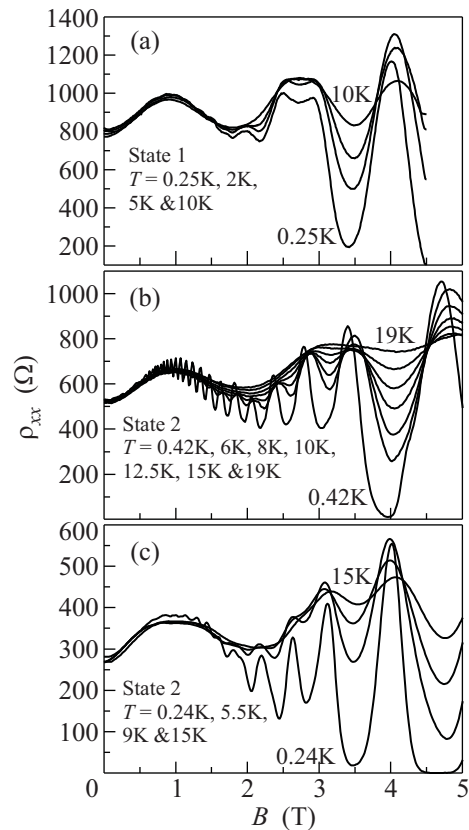


Рис.3. Зависимости магнитосопротивления от температуры для трех состояний образца, в алфавитном порядке. Каждое из последующих получено подсветкой предыдущего

существенным образом отличается от свойств первых двух состояний. Во-первых, аномальный пик МС сдвигается в сторону меньших полей по сравнению с таким же пиком в состоянии 2 (представленном на рис.2b), подтверждая свой “несоизмеримый” характер. Во-вторых, возникает аномальное поведение шубниковских осцилляций в области магнитных полей 0.5–2 Тл. Рассмотрим его подробнее. Как видно из рис.3а, в состоянии 1 в этом диапазоне магнитных полей они отсутствуют даже при минимальной температуре. При переходе к состоянию 2 (рис.3b), в котором концентрация электронов в 1.6 раза выше, они, как и следовало ожидать, появляются вследствие резкого увеличения квантового времени, вызванного уменьшением неоднородности N_s после подсветки. Однако при переходе от состояния 2 к состоянию 3 (рис.3с), несмотря на почти двукратное увеличение подвижности и при незначительном изменении концентрации, наблюдается почти полное подавление этих осцилляций. Отсюда следует парадоксальный вывод: рост транспортного времени τ_{tr} при описы-

ваемом переходе сопровождается заметным снижением квантового времени τ_q вместо его роста, как следовало бы ожидать в обычной ситуации. Как хорошо известно [7], τ_{tr} преимущественно определяется рассеянием на большие углы, то есть в его формировании основную роль играет короткодействующий потенциал. В противоположность транспортному времени, квантовое время формируется рассеянием на все углы [8, 9], то есть в основном дальнедействующим вкладом в рассеивающий потенциал и, в частности, неоднородностями концентрации двумерных электронов. Сравнение экспериментальных длин свободного пробега с расчетными, полученными в результате компьютерного моделирования коэффициента диффузии электронов в решетке антиточек с бесконечными вертикальными стенками, позволяет оценить средний радиус антиточек в каждом из состояний. Согласно этим данным, радиус антиточек a в первом, втором и третьем состояниях равен 18, 16 и 7 нм, соответственно. Очевидно, что антиточки с большим радиусом лучше описываются моделью с вертикальными стенками, а в третьем состоянии, когда расчетный радиус становится меньше литографического, эта модель дает значительную погрешность, что является косвенным указанием исчезновения барьера между антиточкой и ДЭГ. Тогда можно предложить следующую гипотезу для объяснения наблюдаемого поведения решетки. При переходе от состояния 2 к 3 происходит резкое изменение в характере модулирующего потенциала решетки. В состоянии 2 антиточки все еще существуют и вносят существенный вклад в процессы обратного рассеяния и, соответственно, в формирование длины свободного пробега, а квантовое время определяется главным образом неоднородностью концентрации в областях вокруг антиточек. При переходе в состояние 3 антиточки (по определению, антиточки – это области, в которых высота антиточечного барьера U больше энергии Ферми электронов E_F) исчезают и вместо решетки антиточек возникает ДЭГ в модулированном периодическом потенциале с амплитудой модуляции $U \lesssim E_F$, в котором возникает значительная неоднородность концентрации и отсутствует обратное рассеяние на антиточках, так как вместо них возникают просто области с малой концентрацией двумерных электронов, на которых существует, в основном, только рассеяние на малые углы. Первое приводит к росту транспортного времени, а второе, наоборот, из-за большего неоднородного уширения может заметным образом уменьшить квантовое время с соответствующим подавлением амплитуды шубниковских осцилляций.

Для состояния 3 в поведении осцилляций Шубникова – де Гааза наблюдаются и другие аномалии (рис.4). Детальный анализ периода этих осцилляций

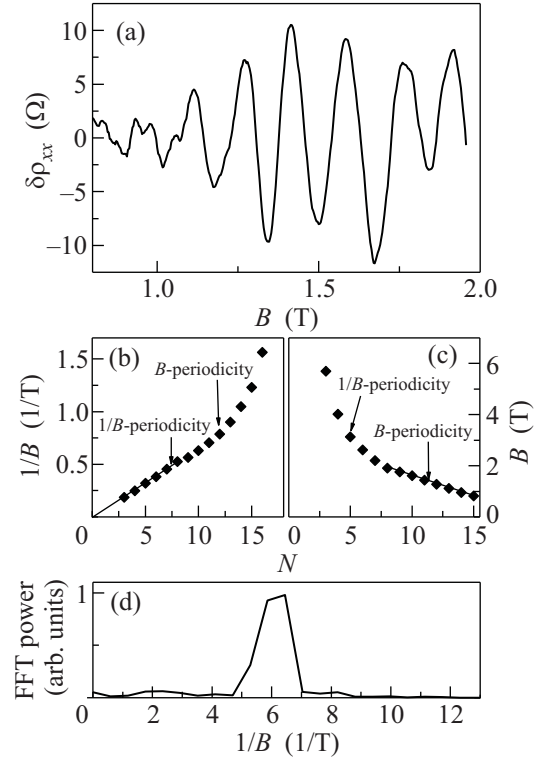


Рис.4. Аномальные осцилляции Шубникова – де Гааза. (а) Осцилляции магнитосопротивления сверхрешетки в третьем состоянии за вычетом монотонной составляющей; (б) зависимость обратного магнитного поля от номера осцилляции; (с) зависимость магнитного поля от номера осцилляции; (д) фурье-спектр аномальных осцилляций Шубникова – де Гааза

показывает не совсем обычную картину. Фундаментальным свойством осцилляций Шубникова – де Гааза является постоянство их периода в шкале обратного магнитного поля, отражающего концентрацию носителей заряда. На рис.4б отложены номера максимумов осцилляций, приведенных на рис.4а, а также в больших магнитных полях, в зависимости от обратного магнитного поля. Она ясно демонстрирует сильное отклонение этой зависимости от линейной для $N > 8$. Это означает, что в магнитных полях меньше 2 Тл наблюдается аномальное отклонение периода осцилляций Шубникова – де Гааза от константы в шкале обратного магнитного поля. Чтобы выяснить точнее характер обсуждаемого отклонения, на рис.4с те же номера отложены уже в зависимости от магнитного поля. Здесь уже видна обратная картина: осцилляции с номерами $N > 8$ (N – номер вырожден-

ного по спину уровня Ландау) хорошо укладываются на линейную зависимость, указывая, что отмеченное выше сильное отклонение периода этих осцилляций по $1/B$ указывало на их постоянный период по B . Этот факт подтверждается фурье-спектром аномальных осцилляций (рис.4d), на котором проявляется хорошо выраженный пик, соответствующий периоду по магнитному полю $\delta B = 0.16$ Тл. Здесь следует отметить, что подобные периодические по магнитному полю осцилляции неоднократно наблюдались ранее в решетках антиоточек с периодом 180–300 нм [1, 6]. В указанных работах они всегда имели место только в области максимума основного соизмеримого пика. Согласно теории [10], они представляют собой шубниковские осцилляции, модифицированные потенциалом антиоточек, а их период можно связать с квантованием магнитного потока через площадь, охватываемую циклотронной орбитой электрона с радиусом, равным половине периода решетки [1]. Основной отличительной чертой найденных в данной работе осцилляций является то, что они возникают в диапазоне магнитных полей, соответствующих не основному пику соизмеримости, а в значительно меньших полях, в области первого пика МС, который существует при $B \approx 1$ Тл и, как было отмечено выше, не соответствует никакому условию соизмеримости, а скорее связан с максимумом рассеяния, возникающего из-за немонотонного изменения коэффициента диффузии в указанной области магнитных полей. При этом в этой области полей циклотронная орбита охватывает сразу значительное число антиоточек (в данном случае около 10), и, таким образом, период описываемых осцилляций никак не связан с периодом решетки. Еще одной отличительной особенностью является их плавный переход к осцилляциям Шубникова – де Гааза (рис.4b и c). Приведенные факты позволяют предположить, что периодическая модуляция потенциала таким образом модифицирует шубниковские осцилляции, что в момент их возникновения они демонстрируют аномальный (постоянный по магнитному полю) период, который только с дальнейшим ростом поля трансформируется в обычное поведение.

Причем такой переход не связан уже с условием $2 \times R_c = d$, а определяется игрой амплитуды модулирующего потенциала и циклотронной энергии.

Обобщая сказанное, можно сделать следующий важный вывод об универсальном влиянии модулирующего потенциала на периодичность шубниковских осцилляций: когда неоднородное уширение уровней Ландау, обусловленное модуляцией потенциального поля, сравнимо или больше расстояния между ними, оно приводит к такой трансформации осцилляций Шубникова – де Гааза, что в момент их появления они оказываются эквидистантными по магнитному полю, и только с дальнейшим ростом величины поля происходит их переход к обычному поведению.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-01007) и РАН (программы “Квантовая физика конденсированных сред” и “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”)

1. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. Е. Плотников, Письма в ЖЭТФ **89**, 89 (2009).
2. A. Dorn, E. Bieri, T. Ihn et al., Phys. Rev. B **71**, 035343 (2005).
3. D. Weiss, M. L. Roukes, A. Mesching et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 2790 (1991).
4. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, L. V. Litvin, et al., J. Phys.: Cond. Matter **4**, L269 (1992).
5. K. Tsukagoshi, T. Nagao, M. Nagaguchi et al., Superlat. and Microstr. **23**, 493 (1998).
6. D. Weiss, K. Richter, A. Menschig et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 4118 (1993).
7. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
8. A. Gold, Phys. Rev. B **38**, 10798 (1988).
9. H. I. Cho, G. M. Gusev, Z. D. Kvon et al., Phys. Rev. **71**, 245323 (2005).
10. G. Hackenbroich and F von Oppen, Europhysics Letters **29**, 151 (1995).