

Квазиклассическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа при рассеянии на короткодействующем и далекодействующем потенциалах

А. А. Быков¹⁾, А. К. Бакаров, А. В. Горан, Н. Д. Аксенова, А. В. Попова, А. И. Торопов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2003 г.

Изучено магнетосопротивление (МС) двумерного электронного газа (ДЭГ) в узких GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами в области классических магнитных полей. Показано, что обнаруженное в таких структурах с непланарными гетерограницами отрицательное МС является квазиклассическим и качественно согласуется с моделью отрицательного МС при рассеянии носителей заряда на двух типах случайного потенциала, короткодействующем и далекодействующем.

PACS: 73.23.-b

К настоящему времени магнетосопротивление (МС) двумерного электронного газа (ДЭГ) в слабых и квантующих магнитных полях изучено достаточно подробно теоретически и экспериментально. Теоретический анализ МС в области классических магнитных полей B , то есть в интервале между слабыми и квантующими полями, в рамках кинетического уравнения Больцмана приводит к не зависящему от B выражению Друде: $\rho_{xx}(B) = \rho_0 = m/e^2 n_e \tau_{tr}$, где n_e – концентрация носителей заряда, m – эффективная масса, τ_{tr} – транспортное время релаксации. Однако, как это впервые было показано в работе [1], учет эффектов “памяти” в магнетотранспорте “двумерных” носителей заряда, сделанный вне рамок кинетического уравнения, приводит к чисто классическим причинам отклонения $\rho_{xx}(B)$ от константы. Причем, в зависимости от характера случайного рассеивающего потенциала, квазиклассическое МС ДЭГ может быть как отрицательным [2, 3], так и положительным [4]. Теоретически предсказанное квазиклассическое отрицательное МС, обусловленное рассеянием ДЭГ на случайном неоднородном магнитном поле [2], недавно было обнаружено экспериментально [5]. Однако квазиклассические магнетотранспортные свойства ДЭГ, обусловленные рассеянием носителей заряда на случайном далекодействующем электростатическом потенциале, до сих пор остаются экспериментально слабо изученными.

Настоящая работа посвящена исследованию МС в классических магнитных полях в узких GaAs квантовых ямах с самоорганизованными непланарными

гетерограницами. Непланарность гетерограниц в таких структурах приводит не только к пространственной модуляции ДЭГ [6], но и к возникновению далекодействующего рассеивающего потенциала, коррелированного с рельефом ростовых поверхностей [7]. Характер такого далекодействующего потенциала определяется морфологией ростовых поверхностей, и им можно управлять, изменяя условия роста МЛЭ структур. Это обстоятельство делает узкие GaAs квантовые ямы с самоорганизованными корругированными гетерограницами удобным модельным объектом для экспериментального изучения влияния далекодействующего рассеивающего потенциала на транспортные свойства ДЭГ.

Исследуемые структуры представляли собой селективно легированные GaAs квантовые ямы толщиной 10 нм с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [8]. Они изготавливались при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на (100) GaAs подложках, отклонение от плоскости (100) у которых не превышало 0.02° . Морфология поверхностей выращенных структур изучалась при помощи атомно-силовой микроскопии (АСМ). Исследовались транспортные свойства ДЭГ в трех МЛЭ структурах с различной среднеквадратичной высотой шероховатости ростовых поверхностей w : “гладкой” – $w \sim 0.3$ нм; “средней” – $w \sim 0.6$ нм и “корругированной” – $w \sim 4$ нм. Высота шероховатостей ростовых поверхностей зависела от величины потока As_4 во время роста МЛЭ структур. Магнетотранспортные эксперименты проводились при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл. Холловские мостики изготавливались при помощи оптической литографии и жидкостного травления. Они имели ширину 50 мкм,

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

длину 100 мкм и были снабжены планарным затвором Шоттки, позволяющим изменять концентрацию ДЭГ в широких пределах. При изготовлении мостики были ориентированы таким образом, чтобы измерительный ток протекал в них вдоль направления [110]. Равновесные параметры ДЭГ в исследуемых структурах при $T = 4.2$ К были следующими: концентрация $n_e = (1.2 \div 1.7) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu_{xx} = (50 \div 450) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

На рис.1а изображены зависимости $\rho_{xx}(B)$ для МЛЭ структур с различной высотой шероховатостей ростовых поверхностей. Как видно из рисунка, для “корругированной” МЛЭ структуры (кривая 1) в области магнитных полей до 1.2 Тл проявляется хорошо выраженное отрицательное МС. В полях более 1.2 Тл оно сменяется положительным МС и осцилляциями Шубникова – де Гааза. Для “средней” и “гладкой” структур (кривые 2 и 3) МС в области магнитных полей менее 0.7 Тл изменяется незначительно. Осцилляции Шубникова – де Гааза для этих структур, по сравнению с “корругированной”, появляются в меньших магнитных полях и имеют большую амплитуду, что связано с более высокой подвижностью ДЭГ в них. Подробнее поведение относительного МС ДЭГ в этих структурах в полях до 0.4 Тл представлено на рис.1б. Видно, что зависимости $\rho_{xx}(B)/\rho_0$ для всех структур различны. Для “корругированной” МЛЭ структуры в этом диапазоне магнитных полей наблюдается зависимость, похожая на параболическую. Для “средней” структуры на кривой $\rho_{xx}(B)/\rho_0$ виден максимум, указывающий на квазиодномерную периодическую потенциальную модуляцию ДЭГ в этой структуре [7]. Для ДЭГ в GaAs квантовой яме с “гладкими” гетерограницами наблюдается линейное МС с небольшой аномалией вблизи нулевого магнитного поля. Качественно похожее поведение недавно было предсказано теоретически в работе [9].

На рис.2а показаны зависимости $\rho_{xx}(B)$ для различных концентраций ДЭГ в “корругированной” МЛЭ структуре. Отрицательное МС в этой структуре хорошо проявляется во всем исследуемом диапазоне концентраций. Для концентрации ДЭГ $n_e = 1.45 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ вблизи нулевого поля в $\rho_{xx}(B)$ появляется максимум, имеющий ту же природу, что и в зависимостях для структур со “средней” высотой рельефа ростовых поверхностей. Для $n_e = 1.21 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на кривой $\rho_{xx}(B)$ при $B = B_{min}$ наблюдается минимум. Магнитное поле B_{min} определяется условием $1/R_c^2 \sim n_s$ [10], где n_s – концентрация короткодействующих рассеивателей, а R_c – ларморовский радиус носителей заряда. Оно соответствует началу классической локализации

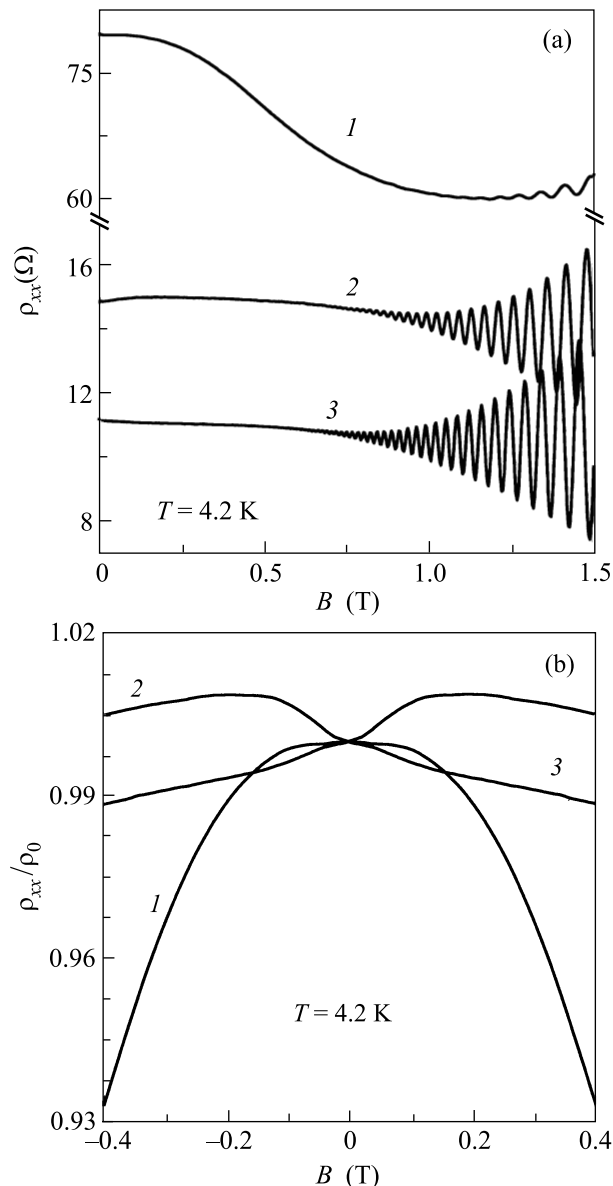


Рис.1. (а) Зависимости $\rho_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ К для МЛЭ структур с различной среднеквадратичной высотой рельефа ростовых поверхностей. (б) Относительное МС для этих же МЛЭ структур. 1 – “корругированная”, 2 – “средняя” и 3 – “гладкая” МЛЭ структура

носителей заряда на короткодействующем рассеивающем потенциале при увеличении магнитного поля, а сопротивление при этом значении магнитного поля определяется рассеянием на дальнедействующем потенциале.

На рис.2б представлены экспериментальная и теоретические зависимости $\Delta\rho_{xx}(B)/\rho_0$ для концентрации ДЭГ $n_e = 1.21 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Теоретическая кривая 2 соответствует модели рассеяния на короткодей-

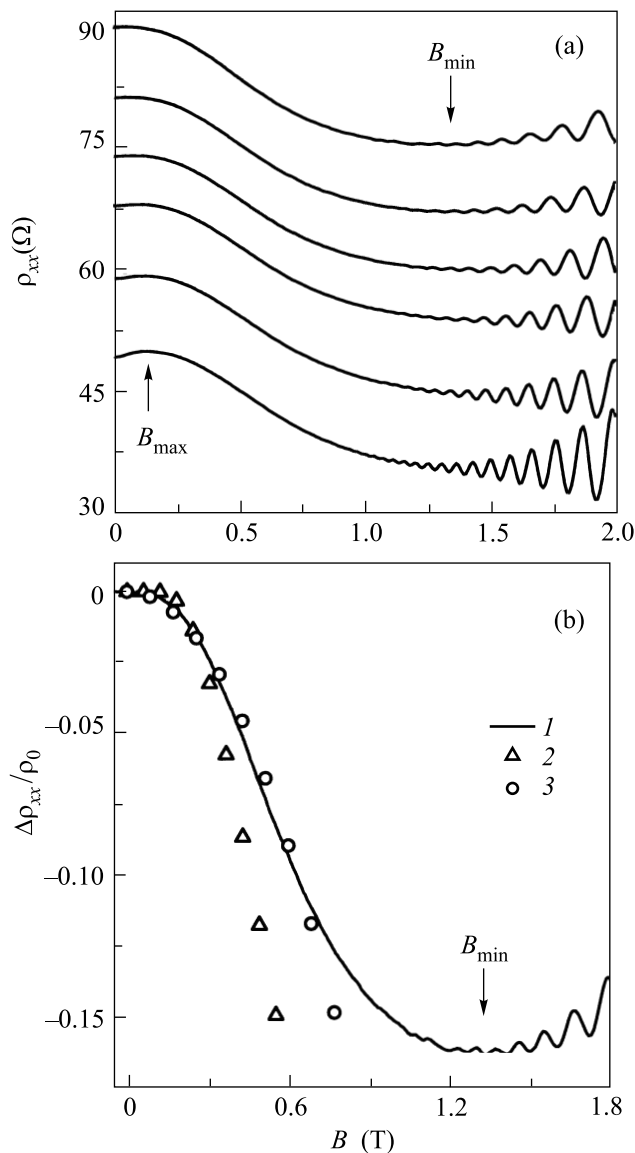


Рис.2. (а) Продольное МС ДЭГ в “корругированной” МЛЭ структуре при $T = 4.2$ К в диапазоне концентраций $n_e = (1.21 \div 1.45) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и подвижностей $\mu_{xx} = (57 \div 87) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ снизу вверх. (б) Зависимости $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ при $T = 4.2$ К для “корругированной” структуры при $n_e = 1.21 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и $\mu_{xx} = 57 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. 1 – экспериментальная зависимость, 2 – теоретическая [11] и 3 – теоретическая [3]

ствующем потенциале [11]: $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 \sim -\exp(-2\pi/\beta)$, где $\beta = \omega_c\tau_{tr}$, теоретическая кривая 3 – рассеянию на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах [3]: $\Delta\rho_{xx}/\rho_0 = -(\omega_c/\omega_0)^2$. где $\omega_0 \sim 1.67\nu_F n_s^{1/2} (l_s/l_L)^{1/4}$, ν_F – скорость Фемпи, $l_s = \nu_F\tau_s$ – длина свободного пробега при рассеянии на короткодействующем потенциале, а $l_L = \nu_F\tau_L$ – при рассе-

янии на дальнедействующем потенциале. При оценке величины ω_0 мы полагали, что $\tau_{tr}^{-1} = \tau_s^{-1} + \tau_L^{-1}$. При этом τ_L вычислялось из величины МС при $B = B_{\min}$, τ_{tr} – из $\rho_{xx}(B = 0)$, а n_s – из $R_c(B_{\min})$. Из рисунка видно, что кривая 3, по сравнению с кривой 2, существенно лучше описывает поведение отрицательного МС.

Характерный АСМ вид морфологии поверхности “корругированной” МЛЭ структуры приведен на рис.3а. Корреляционный анализ рельефа этой поверхности показал, что он имеет средний период в

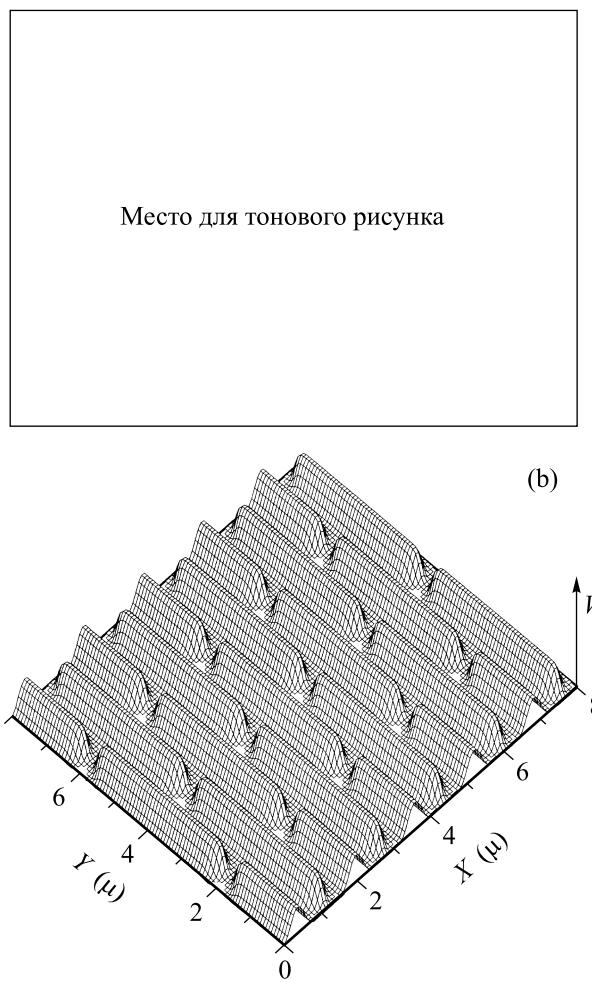


Рис.3. (а) АСМ изображение рельефа поверхности “корругированной” МЛЭ структуры. (б) Изображение модельного дальнедействующего рассеивающего потенциала

направлении [110], приблизительно в три раза меньший, чем в перпендикулярном направлении. Так как дальнедействующий рассеивающий потенциал в исследуемых структурах коррелирует с рельефом ростовых поверхностей, то такие же усредненные периоды во взаимно перпендикулярных направлениях бу-

дет иметь и он. Его модельное изображение представлено на рис.3б.

На рис.4а представлены зависимости относительного МС для кривых, изображенных на рис.2а. Как видно из рисунка, относительная величина отрицательного МС увеличивается с ростом кон-

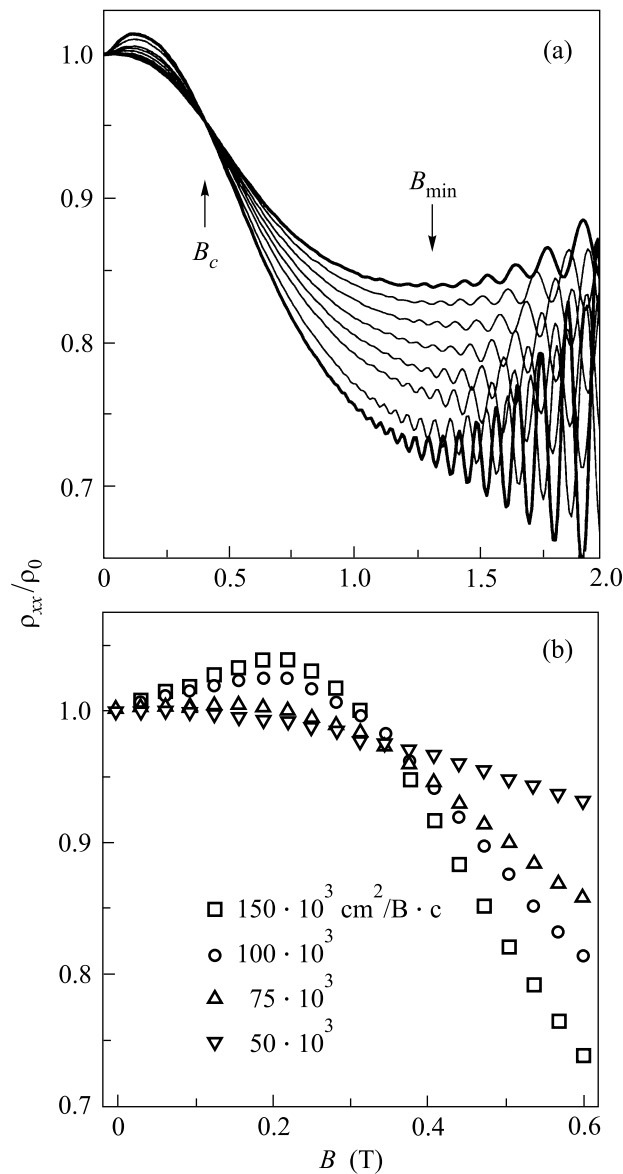


Рис.4. (а) Относительное МС ДЭГ при $T = 4.2$ К в диапазоне концентраций $n_e = (1.21 \div 1.45) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и подвижностей $\mu_{xx} = (57 \div 87) \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ снизу вверх. (б) Результаты моделирования относительного МС ДЭГ в потенциале, изображенном на рисунке 3б для $V_0 = E_F = 50$ мэВ и разных подвижностей

центрации, а магнетопольные зависимости имеют особое критическое магнитное поле, $B = B_c$, при котором они пересекаются в одной точке. Маг-

нитное поле B_c , по нашему мнению, соответствует условию начала классической локализации на дальнедействующем потенциале при повышении B [12]: $B_c = (mE_F/e^2a^2)^{1/2}(V_0/E_F)^{2/3}$, где a – корреляционная длина дальнедействующего рассеивающего потенциала. Оценка V_0 по этой формуле дает величину порядка $10 \div 15$ мэВ, что согласуется со значением V_0 , определенным из положения B_{max} [7].

Мы провели компьютерное моделирование движения классической частицы в потенциале, изображенном на рис.3б, запускаемой со случайными начальными условиями. Усреднение проводилось по 10^6 начальных условий. Удовлетворительное согласие расчетных зависимостей с экспериментальными нам удалось получить для амплитуды модельного дальнедействующего потенциала, сравнимой с энергией Ферми ДЭГ, $V_0 \sim E_F = 50$ мэВ. Это значение существенно больше величины, полученной из B_{max} . Мы связываем такое различие с тем, что модельный потенциал лишь качественно описывает реальный дальнедействующий рассеивающий потенциал. Результаты моделирования, представленные на рис.4а, позволяют заключить, что относительное увеличение отрицательного МС в “корругированной” МЛЭ структуре обусловлено, прежде всего, ростом подвижности, а не изменением концентрации ДЭГ.

Из приведенных выше экспериментальных результатов следует, что отрицательное МС в области классических магнитных полей проявляется наиболее ярко в МЛЭ структурах с корругированными ростовыми поверхностями, то есть в структурах, где основными причинами рассеяния носителей заряда являются короткодействующий потенциал легирующей примеси и дальнедействующий рассеивающий потенциал, обусловленный непланарностью гетерограниц [7]. Как показывает сопоставление с теорией [3, 11], этот экспериментальный факт хорошо согласуется с результатами работы [3], в которой теоретически показано, что рассеяние ДЭГ на двух типах потенциала, короткодействующем и дальнедействующем, должно приводить к квазиклассическому отрицательному МС.

Таким образом, на основе сопоставления полученных экспериментальных данных с теорией и результатами численного моделирования показано, что отрицательное МС, наблюдаемое в узких GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами, является квазиклассическим и обусловлено рассеянием на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах.

Авторы благодарят М. В. Энтина и А. Г. Погосова за плодотворные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, # проект 01-02-16892.

1. Э. М. Баскин, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, *ЖЭТФ* **75**, 723 (1978).
2. D. V. Khveshchenko, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1817 (1996).
3. A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, F. Evers, and P. Wolfle, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 126805 (2001).
4. A. D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2801 (1999).
5. A. A. Bykov, G. M. Gusev, J. R. Leite et al., *Phys. Rev.* **B65**, 035302 (2001).
6. A. A. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., *Письма в ЖЭТФ* **74**, 182 (2001).
7. А. К. Бакаров, А. А. Быков, Н. Д. Аксенова и др., *Письма в ЖЭТФ* **77**, 794 (2003).
8. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
9. A. Dmitriev, M. Dyakonov, R. Jullien, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 266804 (2002).
10. D. G. Polyakov, F. Evers, A. D. Mirlin, and P. Wolfle, *Phys. Rev.* **B64**, 205306 (2001).
11. E. M. Baskin and M. V. Entin, *Physica* **B249-251**, 805 (1998).
12. M. M. Fogler, A. Yu. Dobin, V. I. Perel, and B. I. Shklovskii, *Phys. Rev.* **B56**, 6823 (1997).