

# Анизотропное положительное магнетосопротивление непланарного двумерного электронного газа в параллельном магнитном поле

А. В. Горан<sup>1)</sup>, А. А. Быков, А. К. Бакаров, Ж. К. Портал<sup>+ 2)</sup>

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>+</sup> Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS B.P.166, F-38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 4 марта 2004 г.

После переработки 14 апреля 2004 г.

Исследованы магнетотранспортные свойства двумерного электронного газа в узких GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Показано, что анизотропное положительное магнетосопротивление, обнаруженное в изучаемых селективно-легированных полупроводниковых структурах в параллельном магнитном поле, обусловлено пространственной модуляцией двумерного электронного газа.

PACS: 73.23.–b, 73.40.Gk

В идеализированной двумерной электронной системе нулевой толщины на орбитальное движение носителей заряда влияет лишь перпендикулярная компонента внешнего магнитного поля, величина которой зависит от угла между вектором магнитного поля  $\mathbf{V}_{ext}$  и нормалью к плоскости двумерного электронного газа (2ДЭГ). Параллельная компонента магнитного поля в такой системе будет приводить к изменению спиновой степени свободы носителей заряда и соответственно к изменению плотности состояний 2ДЭГ. Реальные полупроводниковые двумерные системы всегда имеют ненулевую толщину, что является причиной орбитального эффекта в параллельном магнитном поле [1]. Магнетосопротивление (МС), обусловленное конечной толщиной 2ДЭГ, в отличие от МС, связанного со спиновым эффектом в параллельном магнитном поле [2], является анизотропным. Суть этой анизотропии состоит в том, что эффективная масса носителей заряда изменяется более существенно в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю, чем в параллельном с ним.

Этот механизм анизотропии проявляется в зависимости величины МС 2ДЭГ от взаимной ориентации параллельного магнитного поля и измерительного тока. В частности, для 2ДЭГ в AlGaAs/GaAs гетеропереходах МС больше в ситуации, когда направления измерительного тока и параллельного магнитного поля взаимно перпендикулярны по сравнению с МС, когда они параллельны друг другу [3]. Наблюдаемая в [3] анизотропия положительного МС оказалась существенно меньше, чем предсказывает теория [1].

Такое расхождение, с нашей точки зрения, связано с тем, что 2ДЭГ в реальных селективно-легированных структурах имеет не только конечную толщину, но еще и является непланарным [4–7]. Как будет показано ниже, даже незначительная пространственная модуляция 2ДЭГ, присутствующая в любой реальной структуре, приводит также к анизотропии положительного МС 2ДЭГ в параллельном магнитном поле. Однако для этого механизма МС меньше в ситуации, когда направления магнитного поля и измерительного тока взаимно перпендикулярны по сравнению с МС, когда они параллельны. Совместное действие эффектов конечной толщины и пространственной модуляции 2ДЭГ должно приводить к уменьшению степени анизотропии МС в параллельном магнитном поле, чем и можно качественно объяснить экспериментальные результаты работы [3].

В общем случае поверхность 2ДЭГ можно описать функцией  $z = z(x, y)$ , характеризующей отклонение поверхности от идеальной плоскости, образованной осями  $x$  и  $y$ . Если для такой поверхности разложить вектор внешнего магнитного поля на перпендикулярную и параллельную составляющие:  $\mathbf{V}_{ext} = \mathbf{V}_{\perp}(x, y) + \mathbf{V}_{\parallel}(x, y)$ , то  $\mathbf{V}_{\perp}$  и  $\mathbf{V}_{\parallel}$  будут функциями от  $x$  и  $y$ . Под перпендикулярной и параллельной составляющими мы подразумеваем проекции на вектор нормали и касательную плоскость к поверхности 2ДЭГ в данной точке  $(x, y)$ , соответственно.

Такое разложение оказывается полезным, так как в случае узкой квантовой ямы двумерные электроны чувствуют только нормальную составляющую, приводящую к появлению классических ларморовских орбит в плоскости 2ДЭГ. Эту нормальную компоненту можно рассматривать как некоторое эффективное

<sup>1)</sup> e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

<sup>2)</sup> J. C. Portal.

неоднородное магнитное поле  $B_{\text{eff}}(x, y)$ , возникающее при приложении внешнего магнитного поля к непланарному 2ДЭГ. В частном случае внешнего магнитного поля, параллельного образцу, эффективное поле будет знакопеременной функцией с нулевым средним  $\langle B_{\text{eff}}(x, y) \rangle = 0$  [8]. Функция эффективного магнитного поля  $B_{\text{eff}} = B_{\text{eff}}(x, y)$  может быть вычислена, если известны поверхность 2ДЭГ  $z = z(x, y)$  и вектор внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_{\text{ext}} = (B_x, B_y, B_z)$ .  $B_{\text{eff}}(x, y) = |B_{\text{ext}}| \cos(\Theta(x, y))$ , где  $|B_{\text{ext}}|$  – величина вектора внешнего магнитного поля,  $\Theta(x, y)$  – угол между нормалью к поверхности  $z = z(x, y)$  в точке  $(x, y)$  и направлением вектора внешнего поля  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ .

Для характеристики поверхности 2ДЭГ удобно ввести автокорреляционную функцию:  $G(x, y) = \int z(x - X, y - Y) z(x, y) dXdY$ . Если поверхность изотропная, то и автокорреляционная функция  $G = G(\mathbf{r})$  также будет изотропной. В то же время эффективное магнитное поле  $B_{\text{eff}}$  будет анизотропным, так как внешнее магнитное поле вносит выделенное направление в систему. Таким образом, рассмотрение влияния параллельного магнитного поля на транспорт двумерных электронов в гетероструктурах с непланарными гетерограницами сводится к проблеме транспорта в неоднородном магнитном поле с нулевым средним, обладающим некоторой анизотропией. То есть в общем случае, в том числе и в селективно-легированных МЛЭ структурах с изотропным поверхностным рельефом, МС непланарного 2ДЭГ, обусловленное транспортом в неоднородном магнитном поле, будет зависеть от угла между направлением измерительного тока и вектором параллельного магнитного поля.

Исследуемые структуры представляли собой селективно-легированные GaAs квантовые ямы толщиной 10 нм с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Они изготавливались при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на (100) GaAs подложках, отклонение от плоскости (100) у которых не превышало 0.02 градуса. Морфология поверхностей выращенных структур изучалась при помощи атомно-силовой микроскопии (АСМ). На рис.1а представлено характерное АСМ-изображение рельефа поверхности исследуемых МЛЭ-структур. Как видно из корреляционного анализа, представленного на рис.1б, рельеф поверхности реальной МЛЭ-структуры не является изотропным. То есть поверхность имеет волнообразный характер с преимущественной ориентацией гребней “волн” вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ , что является типичным для селективно-легированных GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, выращиваемых на GaAs (100) подложках [4].

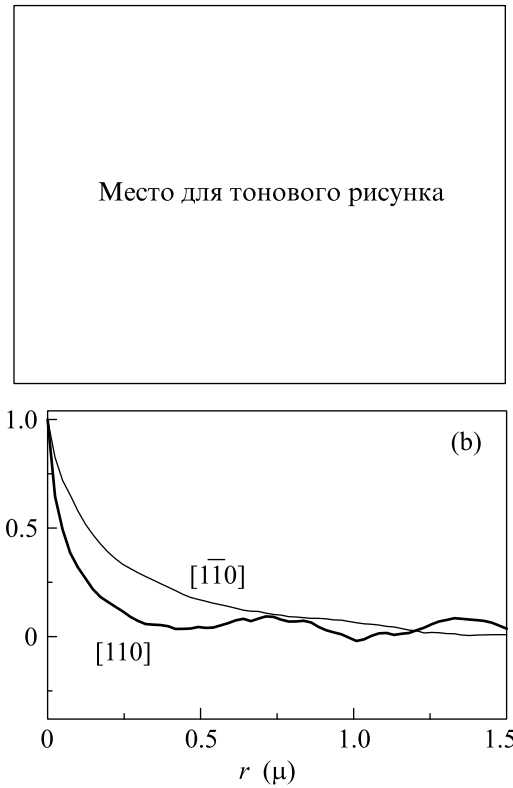


Рис.1. (а) Двумерное АСМ-изображение рельефа поверхности МЛЭ-структуры. (б) Автокорреляционные функции рельефа в направлениях  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$

На рис.2а представлено двумерное изображение эффективного магнитного поля, рассчитанное для 2ДЭГ, исходя из того, что его поверхность идентична АСМ изображению поверхности исследуемой МЛЭ-структуры, а вектор внешнего магнитного поля параллелен направлению  $[110]$ . Хорошо виден анизотропный характер эффективного магнитного поля. Результаты расчета эффективного магнитного поля для ситуации, когда внешнее магнитное поле ориентировано вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ , приведены на рис.2б. В этой ситуации анизотропия эффективного магнитного поля значительно меньше, чем в предыдущем случае. То есть для 2ДЭГ в исследуемых селективно-легированных МЛЭ-структурах характер анизотропии  $B_{\text{eff}}(x, y)$  зависит от направления вектора  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ .

Магнетотранспортные эксперименты проводились при температурах от 4.2 К до 1.6 К в магнитных полях до 15 Тл на  $L$ -образных холловских мостиках (рис.3а), изготовленных при помощи оптической литографии и жидкостного травления. Мостики имели ширину 50 мкм и расстояние между потенциометрическими выводами 100 мкм. При изготовлении они были ориентированы таким образом, чтобы измерительный ток протекал в них вдоль направлений  $[110]$

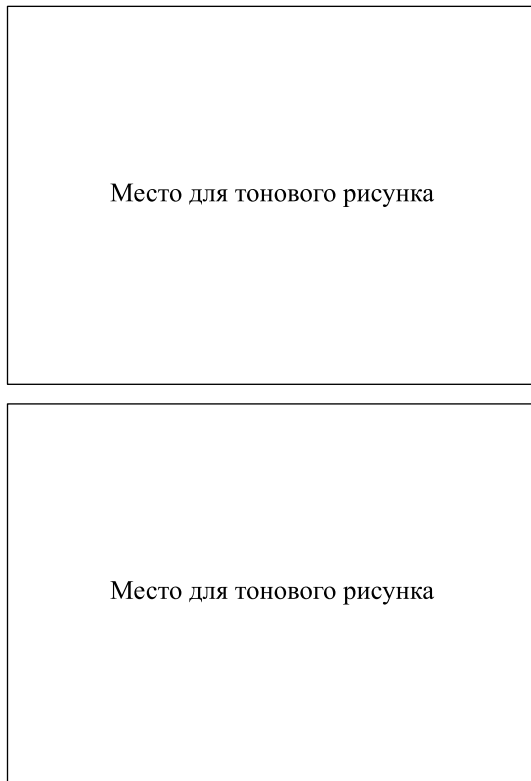


Рис.2. Функция  $B_{\text{eff}}(x, y)$ , рассчитанная для непланарного 2ДЭГ с рельефом, соответствующим АСМ-изображению поверхности МЛЭ-структуры: (а) – вектор  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  направлен вдоль  $[110]$  и (б) – вдоль  $[1\bar{1}0]$

и  $[1\bar{1}0]$ . В исследуемых структурах была заполнена одна подзона размерного квантования. Равновесные параметры 2ДЭГ при  $T = 4.2$  К были следующими: концентрация  $n_s = 1.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и подвижность  $\mu = 300 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . На рис.3б представлены результаты измерения относительного МС для двух различных ориентаций внешнего параллельного магнитного поля: вдоль оси  $x$ ,  $B_x = B_{\text{ext}}$ ,  $B_y = 0$  и вдоль оси  $y$ ,  $B_x = 0$ ,  $B_y = B_{\text{ext}}$ . Для каждого из этих направлений  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ , в силу анизотропии рельефа поверхности, реализуется собственная картина эффективного магнитного поля, что приводит в результате к 4 комбинациям МС 2ДЭГ вдоль направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$ . Необходимо отметить, что в диапазоне температур от 4.2 К до 1.6 К положительное МС в изучаемых структурах не изменялось, что указывает на его классическую [9, 10], а не квантовомеханическую природу [11–13].

Наблюдаемую анизотропию МС 2ДЭГ можно качественно объяснить рассеянием электронов на анизотропном неоднородном магнитном поле [14], характер которого в изучаемых структурах зависит от угла между вектором  $\mathbf{B}_{\text{ext}}$  и направлением измерительного тока. Для количественной проверки этого пред-

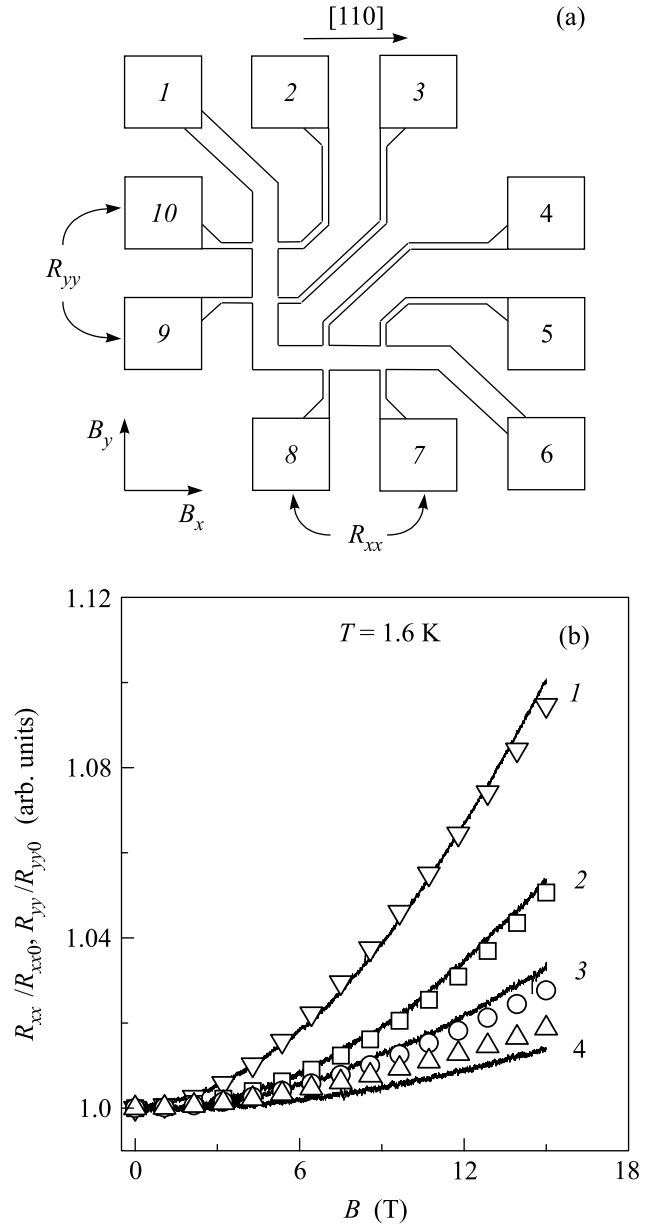


Рис.3. (а) Схематическое изображение L-образного холловского мостика. (б) Зависимости относительного МС 2ДЭГ: 1 –  $R_{xx}(B_x, B_y = 0)/R_{xx0}$ ; 2 –  $R_{yy}(B_x = 0, B_y)/R_{yy0}$ ; 3 –  $R_{yy}(B_x, B_y = 0)/R_{yy0}$ ; 4 –  $R_{xx}(B_x = 0, B_y)/R_{xx0}$ . Сплошными линиями изображены экспериментальные кривые, а значками — расчетные

положения было проведено численное моделирование квазиклассического транспорта носителей заряда в эффективном неоднородном магнитном поле, возникающем в непланарном 2ДЭГ в параллельном магнитном поле. При построении модельных поверхностей 2ДЭГ использовались результаты АСМ-исследований реальных образцов, магнетопольные зависимости которых приведены на рис.3б. Проводимость вычислялась по следующей формуле [15]:

$$\sigma_{ij} = \frac{ne^2}{m} \int_0^\infty \langle \nu_i(0) \nu_j(t) \rangle e^{-t/\tau} dt,$$

где  $\nu(t) = (\cos \varphi(t), \sin \varphi(t))$  – направление вектора скорости электрона,  $\tau$  – транспортное время релаксации носителей заряда. Усреднение проводилось по  $10^6$  траекториям. Множитель  $e^{-t/\tau}$  отражает наличие примесей, на которых электрон упруго рассеивается.

Траектория электрона  $\mathbf{r}(t)$  определялась численным интегрированием уравнения движения двумерного электрона в магнитном поле:

$$m\dot{\mathbf{v}}(t) = -\frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{эф}}(x, y)],$$

где поле  $\mathbf{B}_{\text{эф}}(x, y)$  – эффективное магнитное поле, направленное перпендикулярно образцу. Аналогично экспериментальным конфигурациям, внешнее поле задавалось в двух направлениях – вдоль и поперек направления [110]. Таким образом были получены 4 зависимости для различных комбинаций  $R_{xx}$ ,  $R_{yy}$  и  $B_x$ ,  $B_y$ . Параметры модели выбирались таким образом, чтобы соответствовать параметрам реальных образцов (подвижность, концентрация и рельеф поверхности). Единственным подгоночным параметром была амплитуда пространственной модуляции 2ДЭГ.

Результаты моделирования приведены на рис.3б. Необходимо отметить, что амплитуда пространственной модуляции 2ДЭГ, для которой приведены расчетные кривые, оказалась в 2.5 раза больше чем высота неровностей, полученная при помощи АСМ. Это различие мы объясняем тем, что 2ДЭГ в исследуемой МЛЭ-структуре находится на некотором расстоянии от поверхности образца, много больше высоты шероховатостей, поэтому его пространственная модуляция в общем случае может не совпадать с поверхностным рельефом. Видно, что при таком значении подгоночного параметра наблюдается хорошее соответствие между модельными и экспериментальными зависимостями.

Другим возможным объяснением имеющегося расхождения является то, что в наших расчетах не учитывалось влияние конечной толщины 2ДЭГ на величину положительного МС [1]. Однако мы считаем, что высокая концентрация 2ДЭГ и ширина GaAs квантовой ямы позволяют не учитывать вклад орбитального эффекта в МС. Такое приближение согласуется с отсутствием зависимости величины МС от температуры при ее понижении от 4.2 К до 1.6 К, что позволяет исключить из рассмотрения и другие квантовомеханические механизмы [11–13]. Квазиклассическая природа наблюдаемой нами анизотропии МС подтверждается и тем, что имеется

не только функциональное соответствие между модельными и экспериментальными кривыми, но и количественное совпадение относительных величин МС для различных комбинаций направлений измерительного тока и параллельного магнитного поля. Это позволяет сделать вывод, что выбранная нами модель адекватно описывает транспорт двумерных электронов в изучаемых селективно-легированных МЛЭ-структурах и основной вклад в МС вносит рассеяние на эффективном неоднородном магнитном поле, возникающем в таких структурах во внешнем параллельном магнитном поле.

Таким образом, мы показали, что анизотропное положительное МС 2ДЭГ с высокой концентрацией в параллельном магнитном поле обусловлено рассеянием на эффективном неоднородном магнитном поле, то есть пространственной модуляцией 2ДЭГ в изучаемых селективно-легированных МЛЭ-структурах.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект номер # 04-02-16789.

1. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **84**, 5596 (2000).
2. V. T. Dolgoplov and A. Gold, Письма в ЖЭТФ **71**, 42 (2000).
3. V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, Proc. NGS 10, IPAP Conf. Series **2**, 105 (2001).
4. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 182 (2001).
5. А. К. Бакаров, А. А. Быков, А. В. Горан et al., Phys. Low-Dim. Struct. **11/12**, 253 (2001).
6. А. К. Бакаров, А. А. Быков, Н. Д. Аксенова и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 794 (2003).
7. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **78**, 165 (2003).
8. А. А. Быков, G. M. Gusev, J. R. Leite et al., Phys. Rev. **B61**, 5505 (2000).
9. I. S. Ibrahim, V. A. Schweigert, and F. M. Peeters, Phys. Rev. **B56**, 7508 (1997).
10. F. Evers, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and P. Wolfe, Phys. Rev. **B60**, 8951 (1999).
11. H. Mathur and H. Baranger, Phys. Rev. **B64**, 235325 (2001).
12. G. Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. **B65**, 020201 (2001).
13. I. V. Gornyi and A. D. Mirlin, Phys. Rev. **B69**, 045313 (2004).
14. А. А. Быков, G. M. Gusev, J. R. Leite et al., Phys. Rev. **B65**, 035302 (2001).
15. R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan **12**, 570 (1957).