

# Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами

А. К. Бакаров<sup>1)</sup>, А. А. Быков, Н. Д. Аксенова, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев, А. И. Торопов

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 2003 г.

После переработки 5 мая 2003 г.

В выращенных при помощи молекулярно лучевой эпитаксии селективно легированных GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами обнаружены осцилляции магнетосопротивления, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей. Полученные экспериментальные данные объясняются латеральной потенциальной модуляцией двумерного электронного газа в узких GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами и согласуются с двумерным распределением локальной емкости в таких структурах.

PACS: 73.23.–b

Многочисленные экспериментальные исследования показали, что гетерограницы в полупроводниковых модулированных структурах, выращенных при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), не являются идеально плоскими. В той или иной степени неровность (корругация) гетерограниц присутствует в любой реальной МЛЭ структуре. Из ряда возможных причин, приводящих к неровности гетерограниц, следует выделить две наиболее важные: шероховатость исходных поверхностей подложек [1] и самоорганизация холмистой поверхности в процессе роста [2]. В настоящей работе показано, что возникающая в процессе МЛЭ холмистость ростовых поверхностей приводит к появлению в селективно легированных структурах дальнедействующего рассеивающего потенциала.

Исследуемые структуры представляли собой селективно легированные GaAs квантовые ямы толщиной 10 нм с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [3, 4], выращенные при помощи МЛЭ на (100) GaAs подложках. Угол разориентации подложек не превышал  $0.02^\circ$ . Морфология поверхности изготовленных структур изучалась при помощи атомно-силовой микроскопии (АСМ). Магнетотранспортные эксперименты проводились при температуре 4.2 К в магнитных полях до 2 Тл на *L*-образных холловских мостиках, в которых измерительный ток протекал вдоль направлений [110] и  $[1\bar{1}0]$ .

Исследования рельефа с помощью АСМ показали анизотропный характер морфологии поверхности

на всех выращенных структурах. При прочих равных условиях роста уменьшение потока As<sub>4</sub> привело к возрастанию высоты пространственной модуляции и степени анизотропии ростовых поверхностей [1]. Характерное АСМ-изображение рельефа поверхности структуры, выращенной при потоке As-стабилизированной сверхструктуры поверхности, приведено на рис.1а. Результаты корреляционного анализа этой поверхности представлены на рис.1б. Хорошо видны анизотропия и периодический характер морфологии поверхности. Подвижность ДЭГ в такой структуре при  $T = 4.2$  К для концентрации  $n_s = 1.7 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> составляла: в направлении [110]  $\mu_{xx} = 170 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/Вс; в направлении  $[1\bar{1}0]$   $\mu_{yy} = 280 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/Вс. То есть длина свободного пробега по импульсу в направлении [110],  $l_{pxx} \sim 2.5$  мкм, превышала период пространственной модуляции ростовых поверхностей,  $d_{xx} \sim 0.8$  мкм, в том же направлении.

На рис.2а представлены зависимости  $\rho_{xx}(B)$  и  $\rho_{yy}(B)$  для измерительного тока, протекающего вдоль направлений [110] и  $[1\bar{1}0]$ , соответственно. Наблюдается характерное для таких систем различие в величинах  $\rho_{xx}(0)$  и  $\rho_{yy}(0)$ , обусловленное анизотропией морфологии гетерограниц [5, 6]. При этом в зависимости  $\rho_{xx}(B)$  при  $B = B_{\max}$  проявляется максимум, указывающий на одномерную периодическую потенциальную модуляцию ДЭГ [7]. Такое предположение полностью подтверждается тем, что в магнетосопротивлении (МС) вблизи  $B = B_{\max}$  (рис.2б) наблюдаются соизмеримые осцилляции. В

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

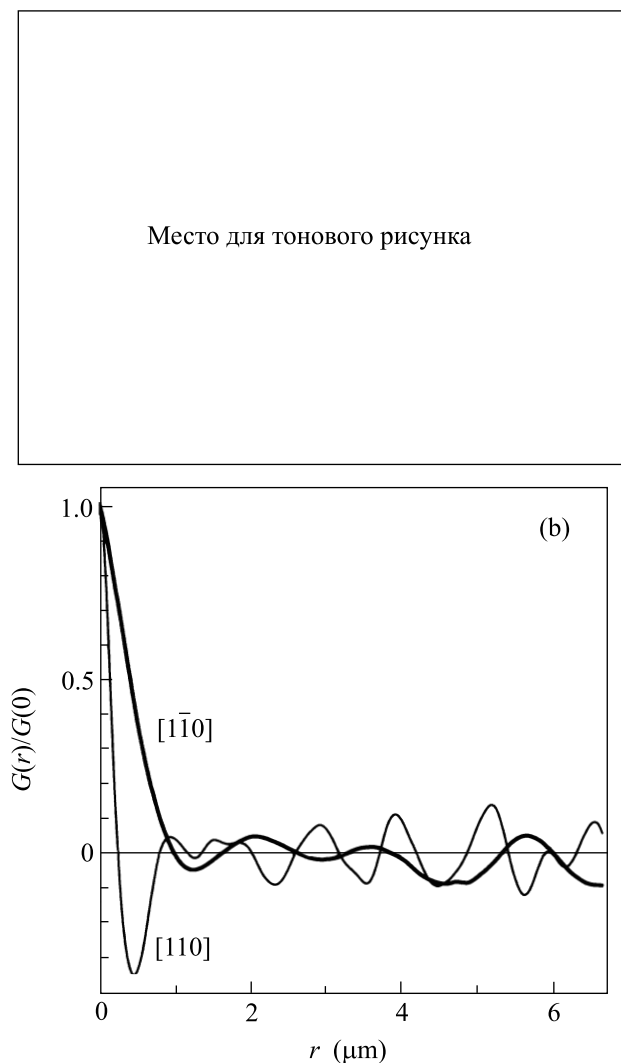


Рис.1. (а) Двумерное АСМ-изображение рельефа поверхности “корругированной” МЛЭ структуры. Стрелкой указано направление  $[1\bar{1}0]$ . (б) Автокорреляционные функции рельефа в направлениях  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$

одномерном периодическом потенциале они возникают при выполнении условий  $R_c = (n + 1/4)a_{xx}$ , где  $R_c = (2mE_F)^{1/2}(eB)^{-1}$  – классический радиус циклотронной орбиты,  $E_F$  – энергия Ферми ДЭГ,  $a_{xx}$  – период потенциальной модуляции, и  $n$  – целое положительное число [8]. Анализ положения максимумов в магнитном поле показал, что они обусловлены модуляцией потенциала ДЭГ с периодом  $a_{xx} \sim 0.8$  мкм, что с точностью измерений совпадает с периодом пространственной модуляции гетерограниц в направлении  $[110]$ , определенным при помощи АСМ.

Этот экспериментальный факт позволяет утверждать, что непланарность ростовых поверхностей яв-

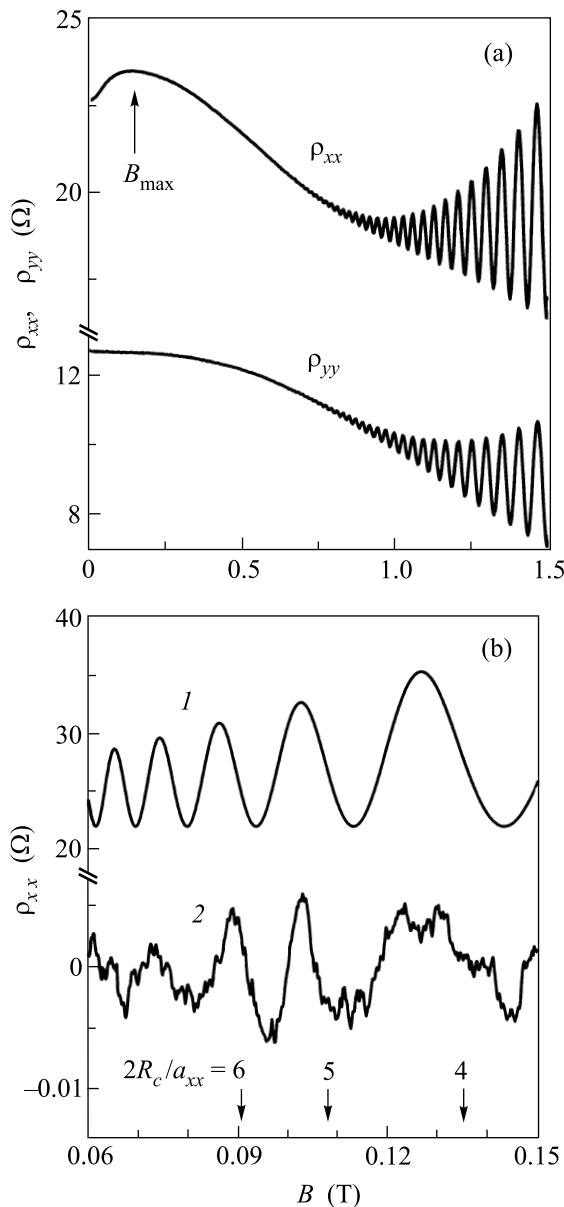


Рис.2. (а) Продольное МС ДЭГ в направлениях  $[110]$  ( $\rho_{xx}$ ) и  $[1\bar{1}0]$  ( $\rho_{yy}$ ) при  $T = 4.2$  К для концентрации  $n_s = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . (б) Теоретическая зависимость МС ДЭГ для концентрации  $n_s = 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  и подвижности  $\mu_{xx} = 170 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$  в одномерном потенциале с периодом  $a_{xx} = 0.8$  мкм и амплитудой  $V_0 = 10$  мэВ (1). Продольное МС в направлении  $[110]$  с вычтенной монотонной составляющей (2)

ляется причиной латеральной потенциальной модуляции ДЭГ в селективно-легированных GaAs квантовых ямах. Величина потенциальной модуляции ДЭГ, вычисленная по формуле  $V_0 = B_{\max} a_{xx} (E_F/2\pi^2 m)^{1/2}$  из работы [9], для  $E_F \sim 60$  мэВ составила  $10 \div 15$  мэВ. Теоретическая зависимость МС ДЭГ в одномерном

периодическом потенциале [8] с амплитудой модуляции  $V_0 = 10$  мэВ и периодом  $a_{xx} = 0.8$  мкм представлена кривой 1 на рис.2б. Амплитуда обнаруженных соизмеримых осцилляций, как это видно из рисунка, оказалась существенно меньше теоретической. Мы связываем этот экспериментальный факт с тем, что потенциальная модуляция ДЭГ в изучаемых GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами не является строго периодичной и одномерной [10].

Приведенная выше интерпретация экспериментальных данных качественно согласуется и с двумерным распределением локальной емкости в исследуемых структурах (рис.3а). Локальная емкость изме-

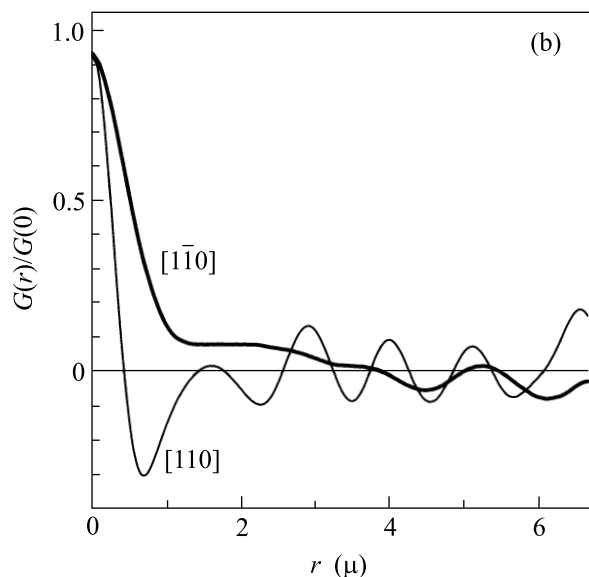
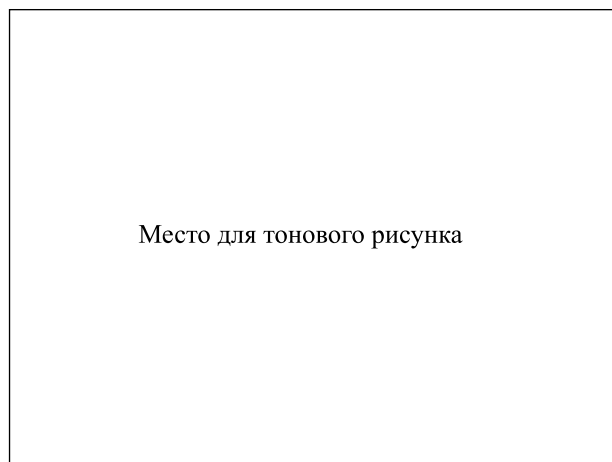


Рис.3. (а) Распределение локальной емкости по поверхности “корругированной” МЛЭ структуры. Стрелкой указано направление  $[1\bar{1}0]$ . (б) Автокорреляционные функции распределения локальной емкости в направлениях  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$

рялась с помощью АСМ “SOLVER P47-H NT-MDT” в бесконтактной моде с использованием двухпроходной методики, которая учитывает влияние рельефа поверхности на величину измеряемой локальной емкости. При этом во время первого прохода зонда осуществляется измерение топографии поверхности (рис.1а), а во время второго прохода, когда измеряется емкостной сигнал (рис.3а), зонд движется над поверхностью по уже измеренной траектории. Использование этой методики позволяет считать, что основной причиной изменения локальной емкости является поверхностная неоднородность концентрации ДЭГ. Результаты корреляционного анализа двумерного изображения локальной емкости приведены на рис.3б. Идентичность автокорреляционных функций распределения высоты и емкости (рис.1б и рис.3б) является дополнительным аргументом, подтверждающим вывод о том, что латеральная потенциальная модуляция ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах обусловлена морфологией ростовых поверхностей.

Одной из наиболее вероятных причин, приводящих к латеральной модуляции потенциала ДЭГ в изучаемых МЛЭ структурах, мы считаем изменение ширины GaAs квантовой ямы вдоль непланарных гетерограниц [11, 12]. Следует отметить, что непланарность ростовых поверхностей в селективно легированных МЛЭ структурах будет приводить не только к изменению расстояния между гетерограницами квантовой ямы, но также к изменению толщины спейсера и к неоднородному встраиванию легирующей примеси. То есть в общем случае имеется несколько механизмов возникновения дальнего действующего рассеивающего потенциала в МЛЭ структурах с самоорганизованными корругированными гетерограницами. Не вдаваясь в анализ конкретных механизмов, приводящих к латеральной потенциальной модуляции ДЭГ в GaAs квантовых ямах, на основе сопоставления рельефа ростовых поверхностей, распределения локальной емкости и магнетотранспортных измерений можно сделать следующие выводы относительно характера дальнего действующего рассеивающего потенциала в таких структурах.

Дальнедействующий рассеивающий потенциал, обусловленный непланарностью ростовых поверхностей в МЛЭ структурах, выращенных на (100) GaAs подложках, является анизотропным. Амплитуда и двумерный вид дальнего действующего рассеивающего потенциала в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами зависят от условий роста. В условно “гладких” структурах он не имеет явно выраженного периода и проявляется лишь в анизотропии проводимости ДЭГ [5]. Анизотропия

МС наблюдалась во всех исследованных нами образцах и при прочих равных условиях была меньше в структурах с меньшей высотой рельефа ростовых поверхностей. В хорошо выраженных “корругированных” МЛЭ структурах дальнедействующий рассеивающий потенциал является квазипериодическим и приводит не только к анизотропии проводимости, но и к соизмеримым осцилляциям МС.

Таким образом, в МС ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами обнаружены осцилляции, соизмеримые с периодом пространственной модуляции ростовых поверхностей. Полученные экспериментальные данные объясняются латеральной потенциальной модуляцией ДЭГ в узких GaAs квантовых ямах с самоорганизованными непланарными гетерограницами и устанавливают роль пространственной модуляции ростовых поверхностей в возникновении дальнедействующего рассеивающего потенциала в селективно легированных МЛЭ структурах.

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

1. A. Ballestad, B. J. Ruck, M. Adamcuk et al., *Phys. Rev.* **B65**, 205302 (2002).
2. G. Apostolopoulos, J. Herfort, L. Daweritz et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3358 (2000).
3. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
4. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Л. В. Литвин, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **72**, 300 (2000).
5. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан, и др., Письма в ЖЭТФ **74**, 182 (2001).
6. K.-J. Friedland, R. Hey, O. Bierwagen et al., *Physica* **E13**, 642 (2002).
7. P. H. Beton, E. S. Alves, P. C. Main et al., *Phys. Rev.* **B42**, 9229 (1990).
8. C. W. J. Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2020 (1989).
9. P. H. Beton, M. W. Dellow, P. C. Main et al., *Phys. Rev.* **B43**, 9980 (1991).
10. D. E. Grant, A. R. Long, and J. H. Davies, *Phys. Rev.* **B61**, 13127 (2000).
11. M. Akabori, J. Motohisa, and T. Fukui, *Physica* **E7**, 766 (2000).
12. Y. Yayan, A. Esser, M. Rappaport et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 157402 (2002).