

# Влияние шероховатости двумерных гетероструктур на слабую локализацию

© А.В. Германенко, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, В.А. Ларионова,  
Б.Н. Звонков\*, В.И. Шашкин\*\*, О.И. Хрыкин\*\*, Д.О. Филатов\*\*\*

Институт физики и прикладной математики Уральского государственного университета,  
620083 Екатеринбург, Россия

\* Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия

\*\* Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603600 Нижний Новгород, Россия

\*\*\* Научно-исследовательский центр физики твердотельных наноструктур,  
603600 Нижний Новгород, Россия

E-mail: Alexander.Germanenko@usu.ru

В структурах GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с одиночной квантовой ямой исследовано влияние продольного магнитного поля на поперечное отрицательное магнитосопротивление, вызванное подавлением интерференционной квантовой поправки. Показано, что изменение формы поперечного магнитосопротивления под действием продольного магнитного поля сильно зависит от соотношения между средней длиной свободного пробега, длиной сбоя фазы и корреляционной длиной, характеризующей шероховатость двумерного слоя. Показано, что анализ экспериментальных зависимостей позволяет оценить параметры крупно- и мелкомасштабной шероховатости двумерного слоя в исследованных структурах. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными зондовой микроскопии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-02-16150, 03-02-06025 и 04-02-16626), АФГИР (гранты ЕК-005-Х1 и Y1-P-05-11) и программы „Физика твердотельных наноструктур“.

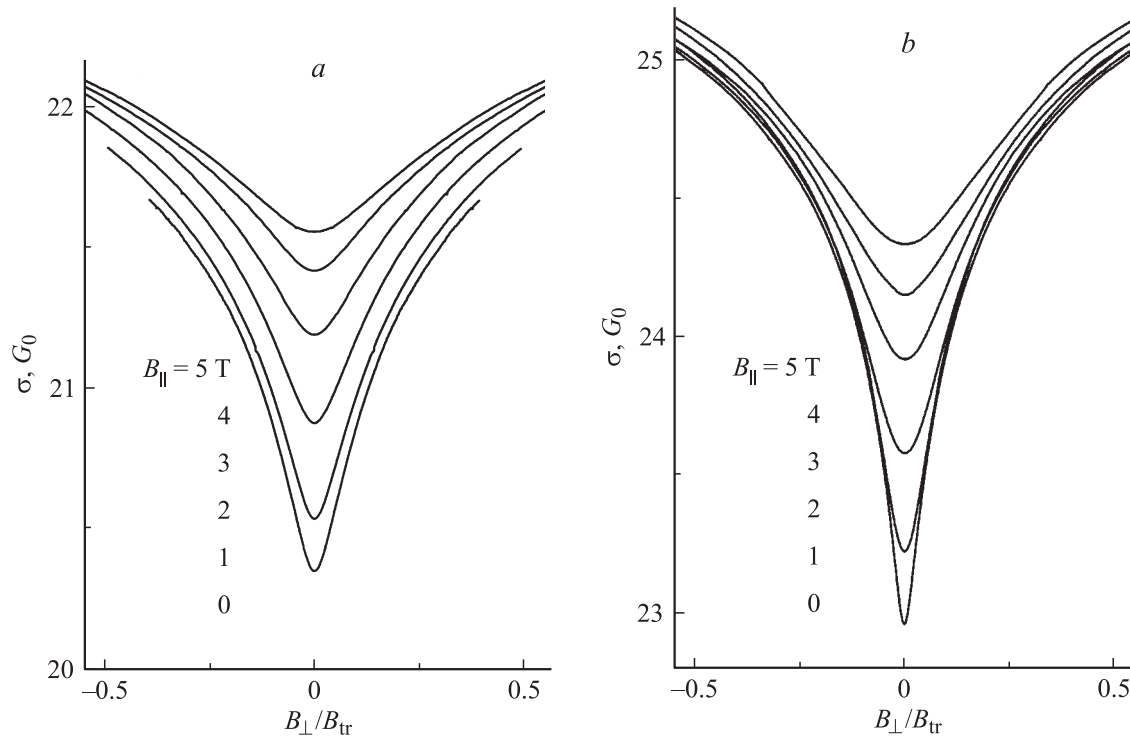
## 1. Введение

Температурная и магнитополевая зависимости проводимости неупорядоченных двумерных систем в значительной степени определяются интерференционной квантовой поправкой. Как известно, только поперечное плоскости системы магнитное поле ( $B_{\perp}$ ) разрушает интерференцию электронных волн и приводит к возникновению отрицательного магнитосопротивления в случае идеально плоской двумерной системы [1]. В реальных двумерных системах влияние магнитного поля носит более сложный характер [2]. Среди всех причин, вызывающих появление продольного магнитосопротивления в двумерных системах с одной заполненной подзоной размерного квантования, наиболее важной является шероховатость интерфейсов, формирующих квантовую яму. Более того шероховатость приводит к тому, что включение продольного поля ( $B_{\parallel}$ ) изменяет форму поперечного магнитосопротивления. Первые исследования влияния продольного магнитного поля на форму магнитосопротивления в поперечном магнитном поле сделаны на кремниевых МОП-транзисторах [3]. Было показано, что при наличии мелкомасштабных шероховатостей (таких, что  $L < l_p$ , где  $L$  — корреляционная длина, характеризующая шероховатость в плоскости образца,  $l_p$  — средняя длина свободного пробега) изменение формы кривой поперечного магнитосопротивления при включении дополнительного продольного магнитного поля можно описать, считая, что время сбоя фазы ( $\tau_{\varphi}$ )

уменьшается с ростом  $B_{\parallel}$ . Теоретический анализ [4,5] показал, что такое влияние продольного магнитного поля не является универсальным и в действительности определяется соотношением между характерными длинами  $L$ ,  $l_p$  и  $l_{\varphi} = \sqrt{D\tau_{\varphi}}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии. Таким образом, исследования квантовой интерференционной поправки в скрещенных магнитных полях позволяют получить информацию о шероховатости и неплоскостности двумерного слоя.

## 2. Детали эксперимента

Исследования проводились на полупроводниковых гетероструктурах GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs с одиночной квантовой ямой, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на полуизолирующей подложке GaAs. Были исследованы две структуры, отличающиеся дизайном. Гетероструктура 3512 представляла собой последовательность эпитаксиальных слоев, формирующих квантовую яму In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As шириной 8 nm с барьерами из легированного GaAs. Легирование осуществлялось с помощью  $\delta$ -слоев Sn, расположенных в барьерах по бокам ямы на расстоянии 9 nm. Сверху был выращен покровный слой чистого GaAs толщиной 300 nm. Во второй структуре H5610 вместо квантовой ямы In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As был выращен тонкий слой InAs. Сильное несоответствие постоянных решеток GaAs и InAs в этом случае приводит к образованию



**Рис. 1.** Проводимость как функция  $B_{\perp}$ , измеренная при  $T = 1.45$  К при разных значениях  $B_{\parallel}$ . *a* — структура 3512,  $V_g = -1.5$  В, *b* — структура H5610#1,  $V_g = -2.5$  В.

нанокластеров, которые формируются на смачивающем слое InAs толщиной в несколько монослоев представляющим собой глубокую квантовую яму для электронов. Из каждой структуры было изготовлено по несколько полевых транзисторов в форме холловских мостиков, что позволяло проводить измерения при различной концентрации электронов в квантовой яме. В качестве полевого электрода использован алюминий, нанесенный через маску термическим распылением в вакууме. Как показано в [6], при концентрации электронов выше, чем  $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  для структуры 3512 и  $9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  для структуры H5610, происходит заселение состоящей в легирующих  $\delta$ -слоях, что приводит к дополнительным эффектам в магнитосопротивлении. В настоящей работе

ограничимся рассмотрением ситуации, когда  $\delta$ -слои не заселены. Параметры образцов для нескольких напряжений на затворе ( $V_g$ ) приведены в таблице. Способ нахождения друдевской проводимости ( $\sigma_0$ ), транспортного времени релаксации импульса ( $\tau_p$ ) и транспортного магнитного поля ( $B_{tr} = \hbar/2el_p^2$ ) описан в [7]. Обозначение  $G_0$  в настоящей работе использовано для величины  $e^2/2\pi^2\hbar \simeq 1.23 \cdot 10^{-5} \Omega^{-1}$ .

Измерения проводились в температурном диапазоне от 1.4 до 4.2 К. Магнитная система экспериментальной установки состояла из двух сверхпроводящих соленоидов: основного, создающего продольное магнитное поле до 6 Т, и дополнительного расщепленного соленоида с осью, ориентированной перпендикулярно оси основного соленоида. Дополнительный соленоид создавал поле до 0.5 Т. Питание соленоидов осуществлялось от независимых источников тока, что позволяло производить непрерывную развертку одного из магнитных полей, в то время как другое поддерживалось неизменным. Напряженность магнитных полей измерялась с помощью двух ориентированных взаимно перпендикулярно датчиков Холла.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны зависимости проводимости от поперечного магнитного поля, измеренные на структурах 3512 и H5610 при фиксированном продольном

Параметры исследованных структур

Структура	$V_g, \text{V}$	$n, 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$\sigma^a, G_0$	$\sigma_0, G_0$	$\tau_p, 10^{-13} \text{ s}$	$B_{tr}, \text{T}$
3512	-0.5	0.88	123.0	127.6	3.8	0.011
	-0.75	0.69	83.6	88.7	3.4	0.018
	-1.0	0.67	70.4	75.5	3.0	0.024
	-1.5	0.47	20.4	26.4	1.47	0.138
	-2.5	0.32	4.27	9.3	0.76	0.76
H5610#1 <sup>b</sup>	-1.0	0.91	38.8	45.3	1.31	0.091
	-2.5	0.73	22.9	29.5	1.06	0.172
	-3.5	0.59	10.3	16.4	0.73	0.45

<sup>a</sup>  $T = 1.45$  К.

<sup>b</sup> Параметры образцов #1 и #2 близки.

магнитном поле. Напряжение на затворе выбрано таким образом, что проводимости в обоих случаях близки. Видно, что продольное магнитное поле по-разному влияет на форму поперечного магнитосопротивления. Для структуры 3512 форма магнитосопротивления изменяется в широком интервале магнитных полей. Для образцов, изготовленных на основе структуры H5610, основные изменения происходят в области малых магнитных полей,  $B_{\perp} < 0.2B_{tr}$ , в то время как в больших магнитных полях,  $B_{\perp} > 0.2B_{tr}$ , кривые  $\sigma(B_{\perp})$  просто смещаются вверх с ростом  $B_{\parallel}$ . Как будет показано далее, столь разное поведение связано с различным масштабом шероховатости интерфейсов в исследованных структурах.

3.1. Роль мелкомасштабной шероховатости. Рассмотрим результаты, полученные на структуре 3512. Анализ показывает, что зависимости проводимости от поперечного магнитного поля и температурные зависимости проводимости, измеренные при  $B_{\parallel} = 0$ , находятся в хорошем согласии с теорией слабой локализации. Прежде всего, поперечная магнитопроводимость  $\Delta\sigma(B) = \rho_{xx}^{-1}(B) - \rho_{xx}^{-1}(0)$  хорошо описывается известным выражением [8]

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \alpha \left\{ \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\tau_p}{\tau_{\phi}} \frac{B_{tr}}{B}\right) - \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{B_{tr}}{B}\right) - \ln\left(\frac{\tau_p}{\tau_{\phi}}\right) \right\}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\tau_{\phi}$  использованы как подгоночные параметры (рис. 2, *a*). В выражении (1)  $\psi(x)$  — дигамма-функция. Далее, как видно из рис. 2, *b*, температурная зависимость параметра  $\tau_{\phi}$  близка к закону  $T^{-1}$ . Наконец, температурная зависимость проводимости при  $B = 0$  является логарифмической, при этом ее наклон в координатах  $(\ln T, \sigma/G_0)$  равен  $1.45 \pm 0.05$ . Такая величина наклона определяется квантовой интерференционной поправкой, которая вносит вклад, примерно равный единице, и поправкой, связанной с электрон-электронным взаимодействием.

Рассмотрим результаты, полученные при наличии продольного магнитного поля. В этом случае магнитопроводимость  $\sigma(B_{\perp}, B_{\parallel}) - \sigma(0, B_{\parallel})$  также хорошо описывается выражением (1), а значения найденных параметров  $\alpha$  и  $\tau_{\phi}^*$  (здесь и далее звездочка указывает на то, что параметр получен при  $B_{\parallel} \neq 0$ ) практически не чувствительны к диапазону магнитных полей, в котором осуществлялась обработка данных (рис. 2, *a*). Как видно из рис. 3, *a*, величина  $\tau_{\phi}^*$  сильно уменьшается с ростом  $B_{\parallel}$  и хорошо описывается законом  $1/\tau_{\phi}^* \propto B_{\parallel}^2$ . Таким образом, включение продольного магнитного поля приводит к эффективному увеличению скорости неупругой релаксации фазы.

Качественно этот эффект может быть понят следующим образом. Интерференционная квантовая поправка к проводимости связана с интерференцией электронных волн, распространяющихся по замкнутым траекториям в противоположных направлениях, что приводит к эф-

фективному увеличению сечения рассеяния назад и, следовательно, к уменьшению классической проводимости. Магнитное поле, приводя к сдвигу фаз между этими траекториями, разрушает таким образом интерференцию, что и обуславливает отрицательное магнитосопротивление. Идеальная двумерная система не чувствует продольного магнитного поля, поскольку все замкнутые траектории лежат в одной плоскости и поток магнитного поля через них равен нулю. В реальных двумерных структурах вследствие шероховатости интерфейсов положение электронной волновой функции меняется в направлении, перпендикулярном плоскости роста при движении электрона, поэтому поток продольного магнитного поля через замкнутые траектории оказывается не равным нулю. Таким образом, включение продольного магнитного поля приводит к дополнительному сдвигу фазы и поэтому должно влиять на форму магнитосопротивления, измеренного в поперечном магнитном поле. Теоретический анализ этого явления, проведенный в [3,5,9], показывает, что для случая мелкомасштабной шероховатости роль продольного магнитного поля действительно сводится к увеличению скорости релаксации фазы, и зависимость  $\sigma(B_{\perp})$ , измеренная при  $B_{\parallel} \neq 0$ , должна описываться выражением (1) с эффективной скоростью релаксации фазы равной

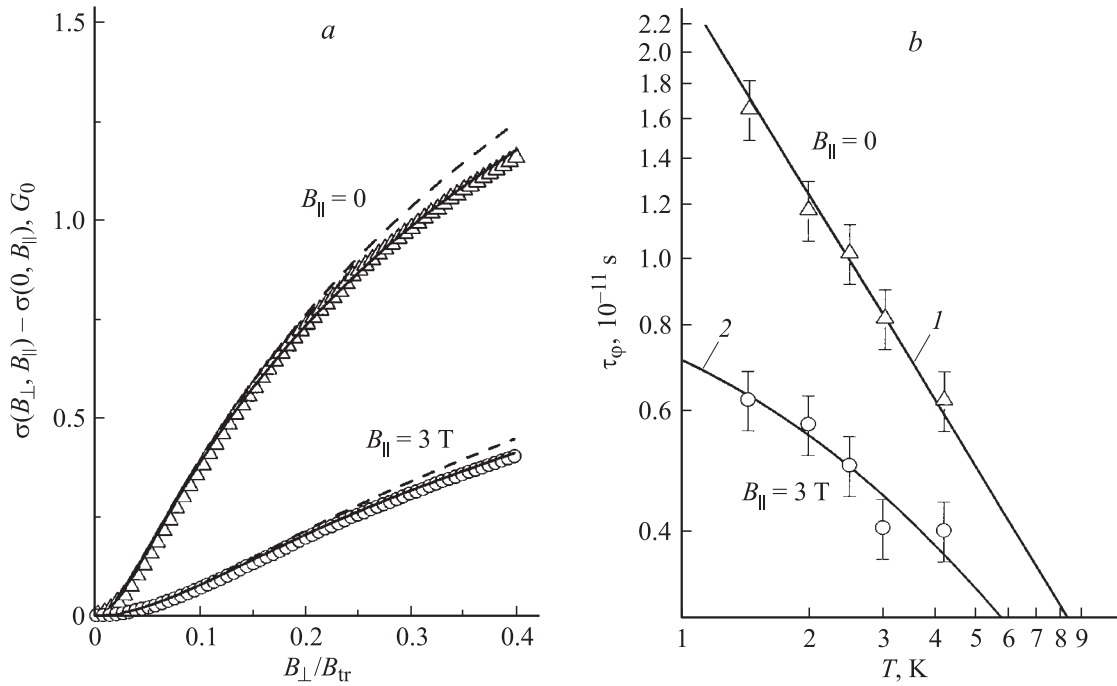
$$\frac{1}{\tau_{\phi}^*} = \frac{1}{\tau_{\phi}} + \frac{1}{\tau_{\parallel}}, \quad (2)$$

где  $1/\tau_{\parallel}$  определяется параметрами шероховатости и величиной  $B_{\parallel}$  [5]

$$\frac{1}{\tau_{\parallel}} \simeq \frac{1}{\tau_p} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Delta^2 L}{l_p^3} \left(\frac{B_{\parallel}}{B_{tr}}\right)^2. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta$  — среднеквадратичное значение амплитуды шероховатости.

Рассмотрим, насколько результаты, полученные для образцов 3512, согласуются с описанной моделью. Как отмечалось выше,  $\tau_p/\tau_{\phi}^*$  действительно квадратично возрастает с ростом  $B_{\parallel}$  (рис. 3, *a*), и при этом наклон зависимости  $\tau_p/\tau_{\phi}^*(B_{\parallel}^2)$  не зависит от температуры, что полностью соответствует (2) и (3). В рамках этой модели температурная зависимость  $\tau_{\phi}^*$ , полученная при наличии продольного магнитного поля, должна насыщаться на значении  $\tau_{\parallel}$  при понижении температуры. Как видно из рис. 2, *b*, экспериментальная зависимость  $\tau_{\phi}^*(T)$ , полученная при  $B_{\parallel} = 3$  Т, действительно имеет тенденцию к насыщению при  $T \rightarrow 0$ . На том же рисунке линией 2 показана зависимость  $\tau_{\phi}^*(T)$ , рассчитанная из (2). В качестве  $\tau_{\phi}(T)$  использована зависимость  $2.5 \cdot 10^{-11}/T$ , которая хорошо интерполирует экспериментальные данные для  $B_{\parallel} = 0$  (линия 1 на рис. 2, *b*), а значение  $\tau_{\parallel}^{-1}$ , равное  $1 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ , было получено как разница между  $(\tau_{\phi}^*)^{-1}$  и  $\tau_{\phi}^{-1}$  при  $T = 1.45$  К. Как видно, хорошее согласие между рассчитанной кривой



**Рис. 2.** Зависимости  $[\sigma(B_{\perp}, B_{\parallel}) - \sigma(0, B_{\parallel})]$  от поперечного магнитного поля для структуры 3512 для  $B_{\parallel} = 0$ , и 3 Т,  $T = 1.45$  К,  $V_g = -1$  В. Символы — экспериментальные данные, кривые — результат подгонки с помощью (1) со следующими подгоночными параметрами:  $B_{\parallel} = 0$ ,  $\alpha = 0.98$  и  $\tau_{\phi} = 1.5 \cdot 10^{-11}$  с (штриховая кривая),  $\alpha = 0.87$  и  $\tau_{\phi} = 1.65 \cdot 10^{-11}$  с (сплошная кривая);  $B_{\parallel} = 3$  Т,  $\alpha = 0.75$  и  $\tau_{\phi}^* = 0.56 \cdot 10^{-11}$  с (штриховая кривая),  $\alpha = 0.62$  и  $\tau_{\phi}^* = 0.63 \cdot 10^{-11}$  с (сплошная кривая). Штриховые и сплошные линии соответствуют разным интервалам магнитных полей, в которых производилась процедура подгонки: штриховая линия соответствует  $B_{\perp} = (0 - 0.1)B_{tr}$ , сплошная —  $B_{\perp} = (0 - 0.2)B_{tr}$ . *b* — температурная зависимость времени релаксации фазы для  $B_{\parallel} = 0$  и 3 Т для структуры 3512. Символы — экспериментальные данные. Линия 1 — закон  $T^{-1}$ , линия 2 проведена, как описано в тексте.

и экспериментальными точками наблюдается во всем температурном диапазоне.

Эта модель предсказывает также, что рост продольного магнитного поля (в отсутствие поперечного) должен приводить к увеличению проводимости по следующему закону:

$$\sigma(0, B_{\parallel}) = \sigma(0, 0) + G_0 \ln \frac{\tau_{\phi}}{\tau_{\phi}^*} \quad (4a)$$

$$\simeq \sigma(0, 0) + G_0 \ln \left[ 1 + \frac{\tau_{\phi}}{\tau_p} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Delta^2 L}{l_p^3} \left( \frac{B_{\parallel}}{B_{tr}} \right)^2 \right]. \quad (4b)$$

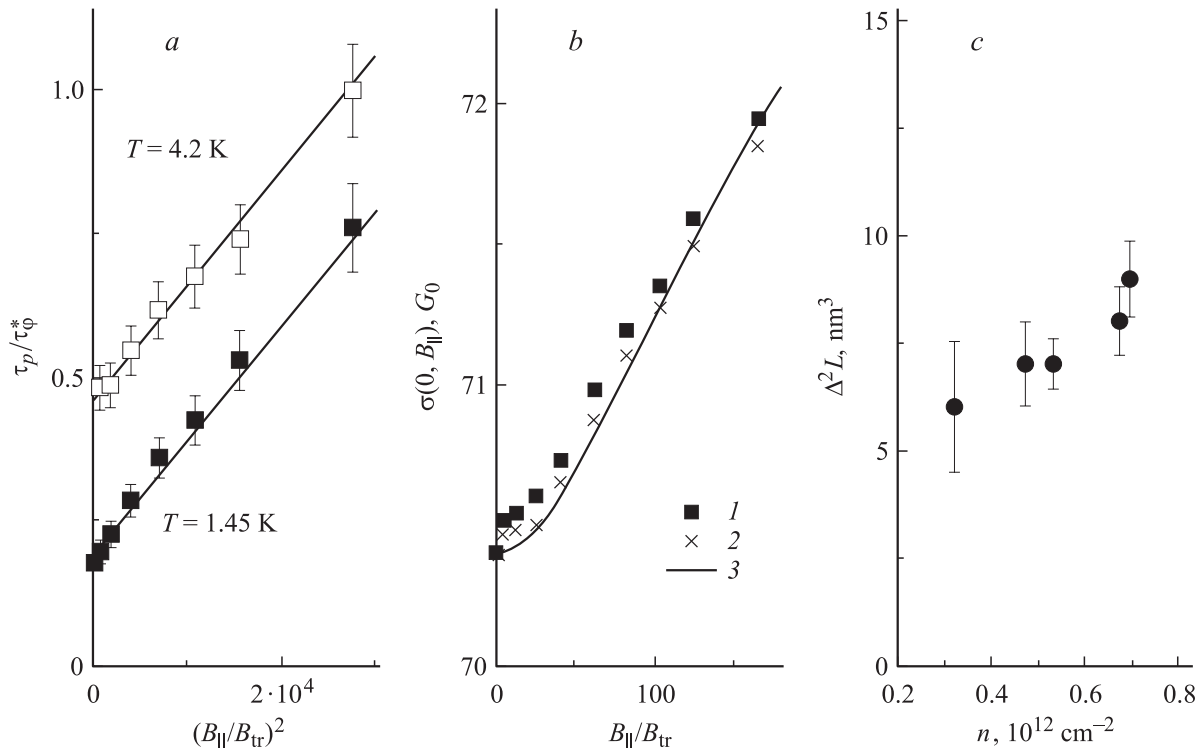
Как видно из рис. 3, *b*, экспериментальная зависимость  $\sigma(B_{\parallel})$  хорошо описывается формулой (4a) при использовании приведенной на рис. 3, *a* зависимости  $\tau_{\phi}^*(B_{\parallel})$ .

Таким образом, для структуры 3512 все теоретические предсказания наблюдаются экспериментально, поэтому можно считать, что наклон зависимости  $\tau_p/\tau_{\phi}^*$  от  $(B/B_{tr})^2$  дает величину  $\Delta^2 L$ , как это следует из (3). Используя данные рис. 3, *a*, легко найти, что параметр шероховатости  $\Delta^2 L$  равен  $7.2 \text{ nm}^3$  для  $V_g = -1$  В. Естественно, что выражение (4b) с этой величиной  $\Delta^2 L$  также хорошо описывает экспериментальную зависи-

мость  $\sigma(B_{\parallel})$ , измеренную в отсутствие поперечного магнитного поля (сравни 1 и 3 на рис. 3, *b*).

Столь подробный анализ был проведен для экспериментальных результатов, полученных при разных напряжениях на затворе. Результаты представлены на рис. 3, *c* в виде зависимости параметра  $\Delta^2 L$  от концентрации электронов в квантовой яме. Видно, что величина  $\Delta^2 L$  растет с ростом концентрации электронов. Это может быть понято, если предположить, что внешний интерфейс, формирующий квантовую яму, является более шероховатым, чем внутренний. С уменьшением напряжения на затворе, т.е. с уменьшением концентрации электронов, электронная волновая функция смещается от внешнего шероховатого интерфейса, уменьшая тем самым его роль в слабой локализации. Тот факт, что внешний интерфейс является более шероховатым по сравнению с внутренним, является естественным для гетероструктур GaAs/In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs [10]. Аналогичные результаты были получены на кремниевых полевых транзисторах с поверхностной квантовой ямой в [3].

3.2. Влияние нанокластеров на слабую локализацию. Рассмотрим результаты, полученные на структуре H5610 с нанокластерами. Как и в предыдущем случае, магнитопроводимость, измеренная в отсутствие продольного магнитного поля, хорошо опи-



**Рис. 3.** *a* — зависимость  $\tau_p/\tau_\phi^*$  от  $B_{||}^2$  для структуры 3512,  $T = 1.45$  и  $4.2$  К,  $V_g = -1$  В. Символы — экспериментальные данные, линии — зависимости (2) и (3) с  $\Delta^2 L = 7.2$  нм<sup>3</sup>,  $l_p = 117$  нм,  $\tau_p/\tau_\phi = 0.018$  ( $T = 1.45$  К) и  $0.048$  ( $T = 4.2$  К). *b* — проводимость как функция  $B_{||}$  для структуры 3512,  $T = 1.45$ ,  $V_g = -1$  В. 1 — экспериментальные результаты, 2 — зависимость (4а), в которой использованы  $\tau_\phi$  и  $\tau_\phi^*$ , полученные из обработки экспериментальных кривых  $\Delta\sigma(B_\perp)$  для  $B_{||} = 0$  и  $B_{||} \neq 0$  соответственно.  $mbox{3}$  — выражение (4б) с  $\Delta^2 L = 7.2$  нм<sup>3</sup> и  $l_p = 117$  нм. *c* — зависимость параметра шероховатости  $\Delta^2 L$  от концентрации электронов для структуры 3512.

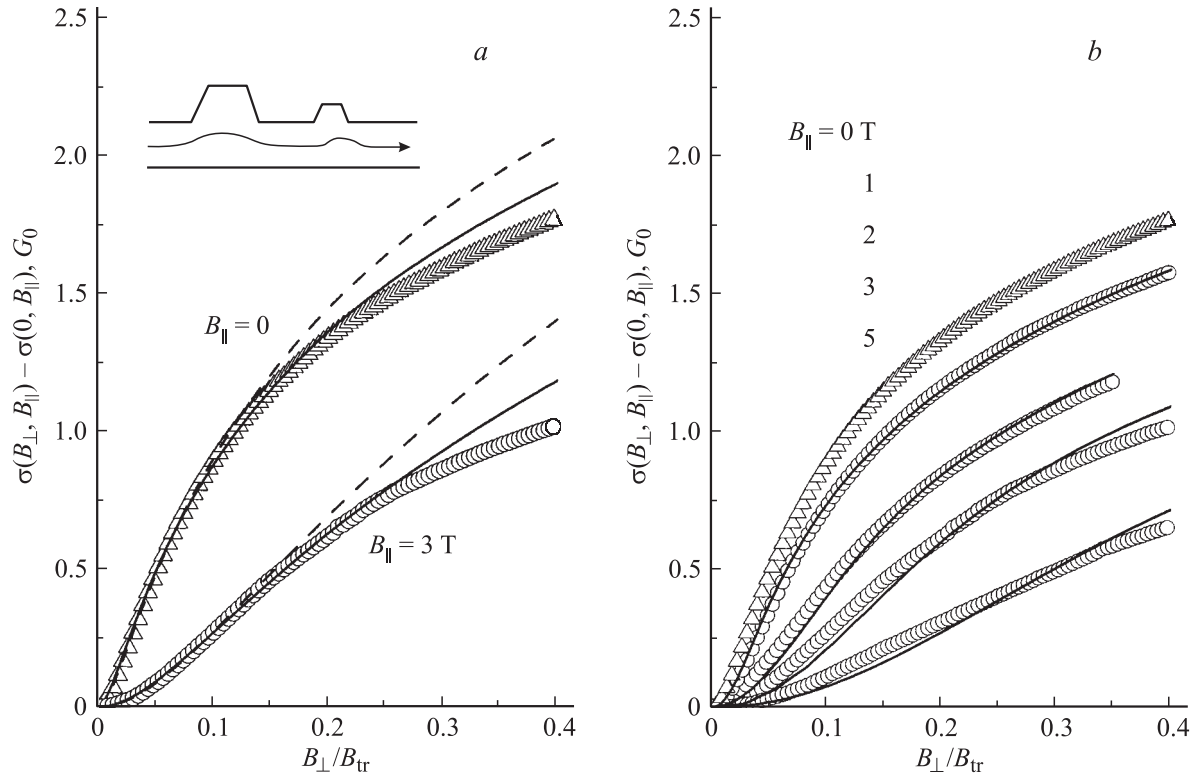
сывается выражением (1). Однако, если попытаться использовать эту формулу для случая  $B_{||} \neq 0$ , то окажется, что получить удовлетворительное согласие не удастся. А именно, в отличие от структуры 3512 значения подгоночных параметров  $\alpha$  и  $\tau_\phi^*$  оказываются сильно зависящими от интервала магнитных полей, в котором осуществляется подгонка (рис. 4, *a*). Кроме того, становится непонятным, как объяснить существенно большее единицы ( $\alpha = 1.4$ – $2.2$ ) значение префактора. Насколько нам известно, лишь долиное вырождение или наличие нескольких заполненных подзон размерного квантования может привести к  $\alpha > 1$ . Очевидно, что это не наш случай. Все указывает на тот факт, что формула (1) не может адекватно описать наши экспериментальные результаты и влияние продольного магнитного поля не сводится к эффективному увеличению скорости фазовой релаксации, как это было в случае структуры 3512. Далее покажем, что экспериментальные результаты могут быть количественно описаны с учетом существования крупномасштабных шероховатостей, возникающих благодаря наличию нанокластеров в структуре H5610. Существование нанокластеров фактически приводит к тому, что движение электрона становится недвумерным — его положение в квантовой яме флуктуирует при

движении в плоскости структуры, как это показано на вставке к рис. 4, *a*.

Теоретически влияние продольного магнитного поля на форму поперечного магнитосопротивления для случая  $L > l_p$  было исследовано в [5]. Однако окончательные выражения для магнитопроводимости оказываются довольно громоздкими и неудобными для практического использования. Очень простым с физической точки зрения является более сильный предельный случай  $L > l_p$ . В такой ситуации можно считать, что все актуальные замкнутые траектории лежат на плоских участках с характерным размером больше, чем  $l_p$ , и эти участки находятся под некоторым малым случайным углом  $\beta$  по отношению к плоскости идеальной структуры. Тогда магнитосопротивление такой системы дается суммой вкладов от каждого наклоненного участка. Если вклад каждого элемента записать как  $\delta\sigma(B_n, \tau_\phi) \simeq \delta\sigma(B_\perp + \beta B_{||}, \tau_\phi)$ , где  $B_n$  — проекция суммарного магнитного поля на нормаль к плоскости элемента, то общее магнитосопротивление можно представить в виде

$$\sigma(B_\perp, B_{||}, \tau_\phi) = \int d\beta F(\beta) \delta\sigma(B_\perp + \beta B_{||}, \tau_\phi), \quad (5)$$

где  $F(\beta)$  — функция распределения углов наклона. Чтобы использовать выражение (5) для обработки экспери-



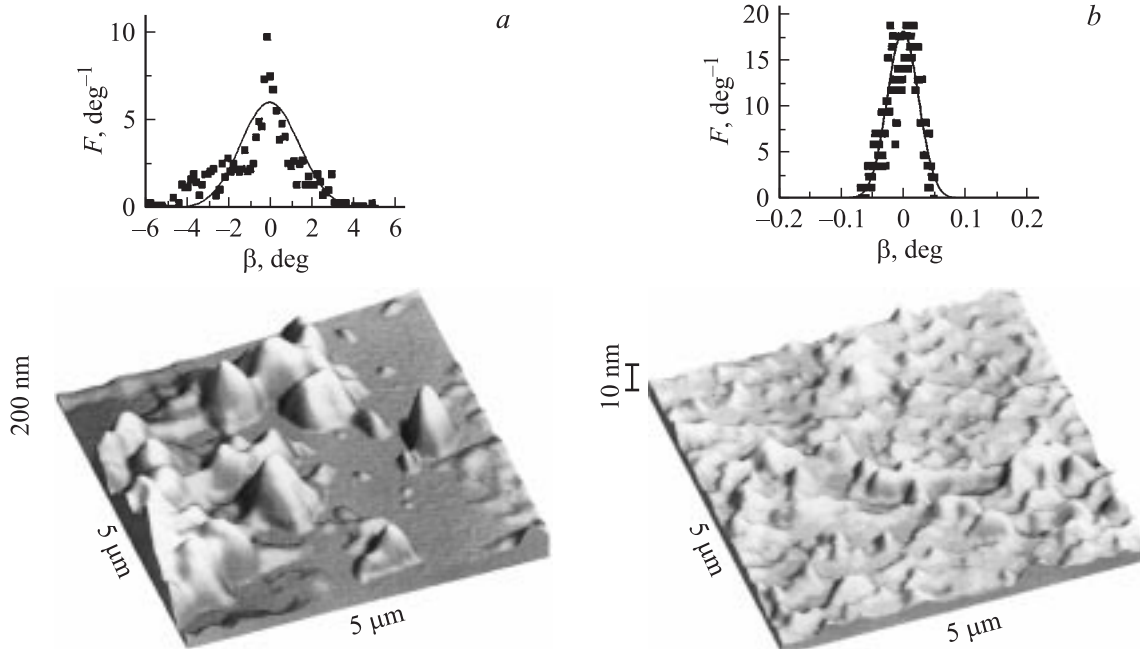
**Рис. 4.** Поперечная магнитопроводимость  $[\sigma(B_{\perp}, B_{\parallel}) - \sigma(0, B_{\parallel})]$  как функция  $B_{\perp}$ , измеренная при различных значениях  $B_{\parallel}$  на образце H5610#2 при  $T = 1.45$  К и  $V_g = -2.5$  В. Символы — экспериментальные результаты. Кривые на панели *a* — результаты подгонки выражением (1) с параметрами:  $B_{\parallel} = 0$  —  $\alpha = 1.0$ ,  $\tau_{\phi} = 1.2 \cdot 10^{-11}$  с (штриховые линии) и  $\alpha = 0.9$ ,  $\tau_{\phi} = 1.45 \cdot 10^{-11}$  с (сплошные линии);  $B_{\parallel} = 3$  Т —  $\alpha = 2.2$ ,  $\tau_{\phi} = 2.3 \cdot 10^{-12}$  с (штриховые линии) и  $\alpha = 1.4$ ,  $\tau_{\phi} = 2.9 \cdot 10^{-12}$  с (сплошные линии). Штриховые и сплошные линии соответствуют разным интервалам магнитных полей, в которых производилась процедура подгонки: штриховая линия соответствует  $B_{\perp} = (0 - 0.1)B_{tr}$ , сплошная —  $B_{\perp} = (0 - 0.2)B_{tr}$ . Кривые на панели *b* — результат подгонки выражением (5). Значения параметра  $\Delta_{\beta}$  при изменении  $B_{\parallel}$  от 1 до 5 Т: 0.34, 0.41, 0.47, 0.52 градусов. Вставка иллюстрирует движение электрона вдоль квантовой ямы с одним шероховатым интерфейсом.

ментальных результатов, необходимо конкретизировать функцию  $F(\beta)$ . Мы считали, что углы наклона распределены по нормальному закону с дисперсией  $\Delta_{\beta}$ . В качестве  $\delta\sigma(B_{\perp} + \beta B_{\parallel}, \tau_{\phi})$  использована экспериментальная кривая  $\sigma(B_{\perp})$ , измеренная при  $B_{\parallel} = 0$ . В таком подходе имеется всего лишь один подгоночный параметр  $\Delta_{\beta}$ , что существенно облегчает обработку результатов. Результаты процедуры подгонки для  $\sigma(B_{\perp}, B_{\parallel}) - \sigma(0, B_{\parallel})$  показаны на рис. 4, *b*. Видно, что эта простая модель прекрасно описывает форму экспериментальных кривых вплоть до  $B_{\parallel} = 2$  Т, при этом параметр  $\Delta_{\beta}$  оказывается действительно малым по величине:  $\Delta_{\beta} \simeq 0.3^{\circ} - 0.4^{\circ}$ .

В больших магнитных полях,  $B_{\parallel} > 3$  Т, наблюдается заметное отклонение рассчитанных в этой модели кривых от экспериментальных. На наш взгляд, это связано с тем, что в нашем рассмотрении пренебрегалось существованием мелкомасштабных шероховатостей, которые очевидно существуют в структуре H5610 наряду с крупномасштабными. Как показано выше, мелкомасштабные шероховатости являются причиной падения  $\tau_{\phi}$  при включении магнитного поля. Таким образом, становится

неоправданным использование в (5) экспериментальной кривой  $\sigma(B_{\perp})$ , измеренной при  $B_{\parallel} = 0$ , для обработки экспериментальных результатов полученных, когда  $B_{\parallel}$  велико.

**3.3. Результаты микроскопических исследований.** Для получения прямых данных о характерных размерах шероховатостей в исследованных структурах мы попытались измерить профиль поверхности квантовой ямы. После проведения транспортных измерений покровный слой GaAs был удален с использованием методов селективного травления [11–13]. Затем поверхность была исследована на атомно-силовом микроскопе (АСМ) ТороMetrix Accurex TMX-2100. Полученные результаты для обеих структур представлены на рис. 5. Ясно видно, что масштаб шероховатости сильно различен для разных структур. А именно амплитуда шероховатостей с латеральным размером  $\mathcal{L} > l_{\phi}$  (величина  $l_{\phi}$ , определенная при  $T = 1.5$  К, равна 870 и 490 нм для структур 3512 и H5610 соответственно) значительно больше для структуры H5610. Чтобы получить количественную информацию, соответствующую той, которая получена при проведении транспортных



**Рис. 5.** Результаты АСМ-исследований для структуры H5610 (a) и 3512 (b). Вставки показывают функцию распределения углов  $F(\beta)$ , полученную при  $\mathcal{L} = 2l_\phi$ .

измерений, была проведена математическая обработка сканов.

Рассмотрим сначала результаты анализа крупномасштабных шероховатостей. Корреляционный анализ, проведенный для структуры H5610, показал, что корреляционная длина,  $L \simeq 1 \mu\text{m}$ , действительно больше, чем длина сбоя фазы  $l_\phi$ , равная примерно 300–500 nm при  $T = 1.5 \text{ K}$  (для различных напряжений на полевом электроде), что оправдывает подход, использованный выше для анализа поперечной магнитопроводимости в структуре H5610. Далее в соответствии с моделью, использованной в предыдущей секции, поверхности были аппроксимированы набором плоских фрагментов некоторого заданного размера  $\mathcal{L} > l_\phi$  и затем была найдена функция распределения углов наклона  $F(\beta)$ , входящая в выражение (5). Для структуры H5610 результат представлен на вставке рис. 5, a. Если полученное таким образом распределение аппроксимировать функцией Гаусса, то окажется, что дисперсия  $\Delta_\beta$  равна примерно  $2^\circ$  и отличается не более чем на 30% при выборе различных размеров аппроксимирующих фрагментов:  $\mathcal{L} = 2l_\phi$  и  $\mathcal{L} = 3l_\phi$ . Такое значение  $\Delta_\beta$  примерно в 6 раз больше значения, полученного из исследования интерференционной квантовой поправки. Качественно это понятно, если учесть, что электрон в действительности движется не по поверхности, профиль которой получается при АСМ-исследованиях, а в квантовой яме, которая лежит под этой поверхностью. Поэтому отклонения траектории движения электрона в направлении роста структуры оказываются меньшими, чем отклонения самой поверхности от идеальной плоскости.

Аналогичная обработка, проведенная для структуры 3512, показывает, что дисперсия  $\Delta_\beta$  в этом случае составляет всего  $0.035^\circ$  (вставка на рис. 5, b), из чего следует, что крупномасштабные шероховатости в этой структуре практически отсутствуют. Это полностью согласуется с результатами транспортных измерений.

Чтобы оценить параметр  $\Delta^2 L$ , характеризующий вклад мелкомасштабных шероховатостей в слабую локализацию, селективно травленные поверхности структур были исследованы с большим разрешением. Проведенная математическая обработка показала, что величина этого параметра для структуры 3512 примерно равна  $8 \text{ nm}^3$ , что находится в хорошем согласии с результатами, показанными на рис. 3, c.

#### 4. Заключение

Экспериментально исследовано влияние продольного магнитного поля на поперечное отрицательное магнитосопротивление, вызванное подавлением интерференционной квантовой поправки. Показано, что это влияние в существенной степени зависит от соотношения между средней длиной свободного пробега и характерным латеральным размером шероховатости. Анализ формы кривой поперечного магнитосопротивления, измеренного при различных  $B_{||}$ , позволил оценить характерные размеры шероховатости. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами атомно-силовой микроскопии.

## Список литературы

- [1] Julia S. Meyer, Alexander Altland, B.L. Altshuler. Phys. Rev. Lett. **89**, 206 601 (2002).
- [2] Julia S. Meyer, Vladimir I. Fal'ko, B.L. Altshuler. In: NATO Sci. Ser. II. Vol. 72 / Ed. I.V. Lerner, B.L. Altshuler, V.I. Fal'ko, T. Giamarchi. Kluwer Academic Publ., Dordrecht (2002). P. 117.
- [3] P.M. Mensz, R.G. Wheeler. Phys. Rev. B **35**, 2844 (1987).
- [4] A.G. Malshukov, K.A. Chao, M. Willander. Phys. Rev. B **56**, 6436 (1997).
- [5] H. Mathur, Harold U. Baranger. Phys. Rev. B **64**, 235 325 (2001).
- [6] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, A.A. Birukov. Phys. Rev. B **64**, 193 309 (2001).
- [7] G.M. Minkov, O.E. Rut, A.V. Germanenko, A.A. Sherstobitov, B.N. Zvonkov, E.A. Uskova, A.A. Birukov. Phys. Rev. B **65**, 235 322 (2002).
- [8] S. Hikami, A. Larkin, Y. Nagaoka. Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).
- [9] A.G. Malshukov, V.A. Frolov, K.A. Chao. Phys. Rev. B **59**, 5702 (1999).
- [10] Kuo-Jen Chao, Ning Liu, Chin-Kang Shin, D.W. Gotthold, B.G. Streetman. Appl. Phys. Lett. **75**, 1703 (1999).
- [11] R. Retting, W. Stolz. Physica E **2**, 277 (1998).
- [12] I.A. Karpovich, N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, D.O. Filatov, S.B. Levichev, A.V. Zdoroveishev, V.A. Perevoshikov. Phys. Low-Dim. Struct. **3/4**, 341 (2001).
- [13] I.A. Karpovich, A.V. Zdoroveishev, A.P. Gorshkov, D.O. Filatov, R.N. Skvortsov. Phys. Low-Dim. Struct. **3/4**, 191 (2003).