

## Эффекты туннелирования в наклонных магнитных полях в структурах $n$ -InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами

© Ю.Г. Арапов\*<sup>¶</sup>, С.В. Гудина\*, А.С. Клепикова, В.Н. Неверов\*, С.М. Подгорных\*<sup>+</sup>,  
М.В. Якунин\*<sup>+</sup>, Б.Н. Звонков\*

\* Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620990 Екатеринбург, Россия

<sup>+</sup> Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина,  
620002 Екатеринбург, Россия

• Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

В работе представлены результаты исследования эффектов туннелирования между двумя параллельными двумерными электронными газами в наноструктурах  $n$ -InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными квантовыми ямами при изменении параллельной компоненты наклонного магнитного поля (до  $B_{\parallel} = 9.0$  Тл) в интервале температур  $T = 1.8-70.0$  К. Из анализа зависимостей продольного сопротивления от параллельной компоненты наклонного магнитного поля при фиксированных температурах  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  получена немонотонная температурная зависимость обратного квантового времени жизни  $\tau_q^{-1}(T)$ . Установлено, что квадратичный участок этой зависимости обусловлен вкладом от неупругого электрон-электронного рассеяния. Уменьшение обратного квантового времени жизни  $\tau_q^{-1}(T)$  при  $T > 0.1T_F$  известными теориями не описывается и, по-видимому, не связано с процессами релаксации импульса электронов.

### 1. Введение

Туннелирование является одним из самых ярких квантовых эффектов в физике конденсированного состояния вообще и в физике низкоразмерных систем в частности. В последние годы появился ряд работ [1–8], посвященных исследованию резонансного туннелирования в электронных системах с двумя слоями с двумерным электронным газом, например в структурах с двумя туннельно-связанными двойными квантовыми ямами (ДКЯ) с несимметричным рассеянием. Исследуется как поперечный [4,5], так и продольный (латеральный) [2,3,8] транспорт при изменении напряжения на затворе. В первом случае измеряется зависимость туннельного тока (поперечного контактанса, туннельной дифференциальной проводимости), а во втором — продольного сопротивления от напряжения на затворе.

В методике поперечного транспорта изменение напряжения на затворе приводит к изменению концентраций электронов в квантовых ямах. При совпадении фермиевских энергий в ямах возникает резонансное туннелирование, и электроны оказываются делокализованными между двумя ямами. Электроны при этом имеют равную вероятность находиться в любой из ям. На зависимостях туннельного тока (контактанса) от напряжения на затворе появляется максимум. Если концентрации электронов в ямах сильно отличаются, туннелирование отсутствует.

При продольном транспорте, когда концентрации электронов в ямах сильно отличаются и туннелирование отсутствует, мы имеем дело с двумя независимыми параллельно соединенными квантовыми ямами. При сильно отличающихся подвижностях электронов

в ямах эффективное сопротивление такой структуры будет определяться ямой с более высокой подвижностью электронов (эффект шунтирования). При совпадении фермиевских энергий в ямах также возникает резонансное туннелирование электронов. При этом электроны делокализованы между двумя ямами, их волновые функции сильно перемешиваются и образуют симметричные (S-) и антисимметричные (AS-) состояния, разделенные энергетической щелью  $\Delta_{SAS}$ . Эффективное сопротивление структуры теперь определяется суммарным сопротивлением двух ям. На зависимостях продольного сопротивления от напряжения на затворе так же, как и на зависимостях контактанса, появляется максимум. Это явление принято называть резонансным сопротивлением.

Резонанс сопротивления наблюдался в ряде работ [1–5] и был объяснен в терминах когерентного совпадения туннельно-связанных электронных состояний. Оказалось, что амплитуда максимума резонансного сопротивления определяется отношением подвижностей электронов в ямах, т.е. транспортными временами релаксации импульса, а вот форма максимума как контактанса, так и резонансного сопротивления (ширина пика) — размытием электронных состояний, т.е. квантовыми временами релаксации импульса (временами жизни) электронов. Хорошо известно, что для двумерных структур с селективным легированием, где наблюдается рассеяние на дальнедействующем потенциале удаленных примесей, эти времена могут сильно отличаться. Используя эти методики в некотором интервале температур, можно получить температурные зависимости этих времен релаксации.

В данной работе используется другая реализация явления резонансного сопротивления. Мы исследовали

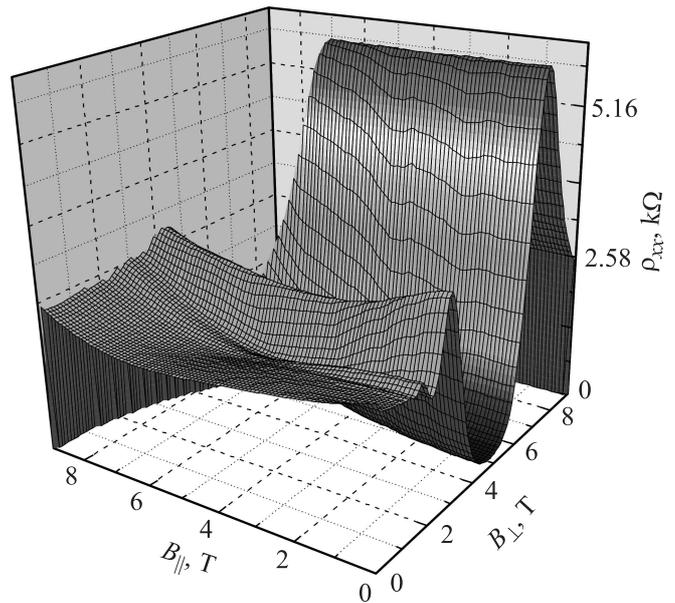
<sup>¶</sup> E-mail: svpopova@imp.uran.ru

резонансное сопротивление как функцию параллельной компоненты наклонного магнитного поля ( $B_{\parallel}$ ). Основная идея заключается в следующем. Допустим, что в нулевом магнитном поле электронная система сбалансирована, концентрации электронов в квантовых ямах равны, имеет место резонансное туннелирование и возникает резонансное сопротивление. При этом поверхности Ферми двух квантовых ям представляют собой два круга с одним центром в точке  $k_x = k_y = 0$ . Магнитное поле, направленное вдоль  $k_y$ , приводит к взаимному смещению центров ферми-поверхностей по  $k_x$  на величину  $k_B = eB_{\parallel}b/\hbar$ , где  $b$  — расстояние между центрами двух квантовых ям. В результате закон сохранения энергии и импульса теперь выполняется только в окрестности двух точек пересечения ферми-поверхностей. Магнитное поле, параллельное слоям структуры (*in-plane magnetic field*), выводит туннельно-связанные состояния из туннельного резонанса. Как результат, значение сопротивления в резонансе (высота пика) становится меньше, когда магнитное поле увеличивается. Такое явление, известное как подавление резонанса сопротивления магнитным полем, наблюдалось в недавних экспериментах [2,3].

Физические причины подавления резонанса сопротивления и его анизотропия относительно угла между направлением магнитного поля и током через образец в настоящее время понята на качественном уровне. Оказалось, что характер зависимости (форма линии) резонансного сопротивления от параллельного магнитного поля также определяется размытием электронных состояний, т.е. квантовым временем жизни электронов. Исследование зависимости резонансного сопротивления при различных температурах дает возможность получить методику измерения температурных зависимостей квантового времени жизни и, таким образом, исследовать механизмы рассеяния, формирующие размытие уровней энергии, в частности неупругое электрон-электронное рассеяние. Следует отметить, что количественное описание резонанса сопротивления в параллельном магнитном поле развито недостаточно, и на это есть ряд причин.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

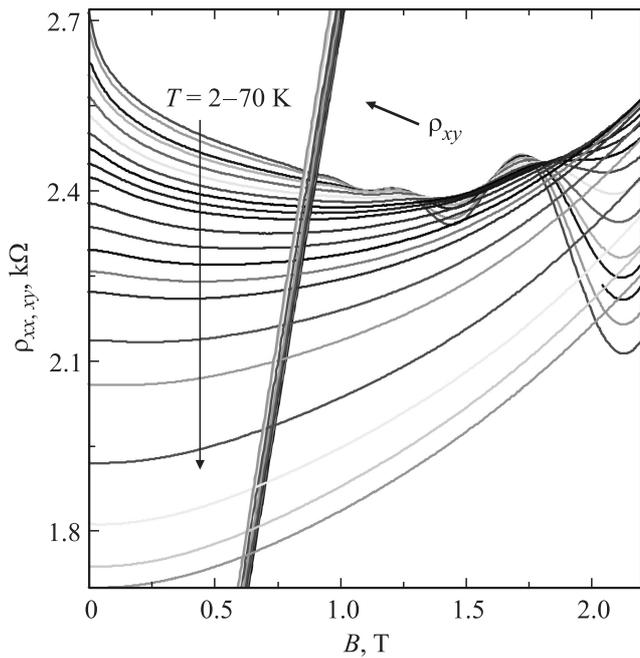
Были исследованы образцы *n*-InGaAs/GaAs с сильно-связанными ДКЯ, в которых в балансе проводимость осуществлялась по подзонам S- и AS-состояний, разделенных туннельной щелью. Квантовые ямы *n*-InGaAs шириной  $d_w = 5$  нм были разделены барьером из GaAs толщиной  $d_B = 10$  нм. Структура симметрично легирована Si ( $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) в барьерах. Области транспорта электронов и легирования находились на расстоянии (ширина спейсеров)  $d_x = 190$  нм [7]. Измерения  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  проведены при  $1.8 < T < 70$  К в наклонных магнитных полях при детальном сканировании плоскости ( $B_{\parallel}, B_{\perp}$ ) в пределах всей окружности от полного значения магнитного поля, достигаемого в



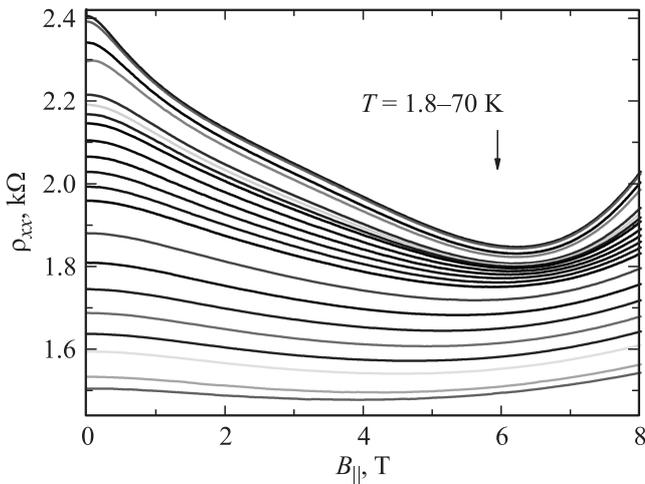
**Рис. 1.** Зависимости магнитосопротивления образца  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  (объемная картина) в параллельном и перпендикулярном магнитном поле при температуре  $T = 1.8$  К.

используемом соленоиде (9.0 Тл), до нуля с использованием прецизионного электронно-управляемого программируемого вращателя фирмы „Quantum Design“, позволяющего изменять угол поворота магнитного поля относительно нормали к плоскости слоев с шагом 0.1 градус [9]. Далее, по набору полученных кривых  $\rho_{xx}(B, T)$  и  $\rho_{xy}(B, T)$  с помощью специальной программы интерполяций строились 3D поверхности  $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$  и  $\rho_{xy}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ , один из вариантов которых при  $T = 1.8$  К представлен на рис. 1. На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  и  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$ . Видно, что как в перпендикулярном, так и в параллельном магнитном поле наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС). Хорошо известно, что ОМС в  $B_{\perp}$  связано с подавлением квантовых эффектов слабой локализации.

Из анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза в перпендикулярном магнитном поле при низких температурах  $T \leq 8$  К, эффекта Холла в слабом ( $R_{H0}(B_{\perp}, T)$ ) и в сильном магнитном поле ( $R_H(B_{\perp}, T)$ ), а также положительного магнитосопротивления в перпендикулярном магнитном поле при  $T \geq 20$  К мы определили концентрации, подвижности и транспортные времена релаксации импульса электронов в подзонах S- и AS-состояний и их температурные зависимости ( $n_{1,2}(T), \tau_{1,2}^{tr}(T)$ ) [7]. Суммарная концентрация электронов  $n_T = n_1 + n_2 = 2.27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  определялась также из анализа положений пиков и плато квантового эффекта Холла. Из анализа активационной зависимости продольного сопротивления  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  в минимумах в режиме квантового эффекта Холла было получено значение туннельной щели  $\Delta_{SAS} \approx 3.0$  мэВ [7].



**Рис. 2.** Зависимости  $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$  и  $\rho_{xy}(B_{\perp}, T)$  в перпендикулярном магнитном поле при температурах  $T = 2.0\text{--}70.0$  К.



**Рис. 3.** Зависимости  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  образца в параллельном магнитном поле  $B_{\parallel}$  при  $T = 1.8\text{--}70.0$  К.

В работах [2] получено следующее выражение для сопротивления в  $B_{\parallel} \parallel k_y$ :

$$\rho_{xx}^{-1}(B_{\parallel}) - \rho_{\text{off}}^{-1} = [\rho(0)^{-1} - \rho_{\text{off}}^{-1}]f(B_{\parallel}/B_c), \quad (1)$$

где

$$f(x) = 2[(1 + x^2)^{-0.5} - 1]x^{-2},$$

$\rho_{\text{off}}$  — наименьшее сопротивление, достигаемое при выходе ДКЯ из резонанса (рис. 3).

Характеристическое магнитное поле  $B_c \ll B_F = 2\pi\hbar/e\lambda_F b$ ,  $\lambda_F$  — фермиевская длина волны электрона:

$$B_c = \frac{\hbar}{e} \frac{1}{v_F \tau_q b} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta_{\text{SAS}}}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{\tau_1^{\text{tr}} + \tau_2^{\text{tr}}}{2} \tau_q\right)}, \quad (2)$$

где  $2\tau_q^{-1} = \tau_{q1}^{-1} + \tau_{q2}^{-1}$ ,  $v_F$  — фермиевская скорость.

Из выражения (1) видно, что  $B_c$  является единственным подгоночным параметром. В результате подгонки ОМС в слабых параллельных магнитных полях для температур  $T = 1.8\text{--}70.0$  К была получена зависимость  $B_c(T)$ . Далее мы работали с выражением (2). Отметим, что все параметры электронов, входящие в (2), кроме  $\tau_q$ , были определены из анализа магнитотранспорта в перпендикулярном магнитном поле (см. выше). Это позволило нам получить зависимость  $\hbar/\tau_q(T)$ . На рис. 4 она представлена звездочками.

Известно [4], что квантовое время жизни  $\tau_q$  определяется тремя механизмами рассеяния электронов: на ионизованных примесях ( $\tau_q^{\text{e-imp}}$ ) (от  $T$  не зависит), на фононах ( $\tau_q^{\text{e-ph}}$ ) и рассеянием электронов на электронах ( $\tau_q^{\text{e-e}}$ ). Два последних механизма зависят от температуры. Таким образом, выражение для температурной зависимости квантовой скорости рассеяния имеет следующий вид:

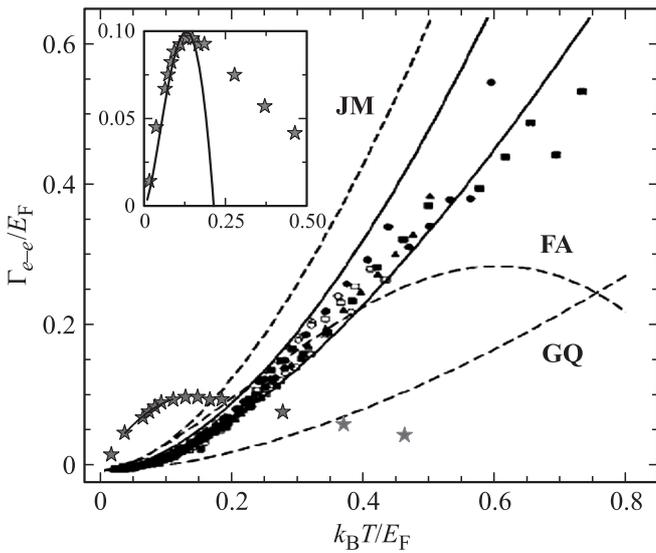
$$(\tau_q(T))^{-1} = (\tau_q^{\text{e-imp}})^{-1} + (\tau_q^{\text{e-ph}}(T))^{-1} + (\tau_q^{\text{e-e}}(T))^{-1}.$$

При рассеянии на удаленных примесях (малоугловое рассеяние в наноструктурах со спейсером):

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{\text{e-imp}}} = \frac{\hbar^2 N_D}{2m^* d_s} \sqrt{\frac{\pi}{2}} n^{-0.5}. \quad (3)$$

Уравнение (3) получено при  $4k_F d_s \gg 1$  (для наших образцов  $4k_F d_s \approx 10$ ). В работе [10] показано, что при рассеянии электронов на фононах вклад  $(\tau_q^{\text{e-ph}})^{-1}$  сравним с  $(\tau_{\text{tr}})^{-1}$ , поэтому может быть найден из зависимостей подвижности от  $T$ . Поскольку в структурах с селективным легированием (со спейсером) квантовое время жизни существенно меньше транспортного времени релаксации, для скоростей рассеяния можно записать соотношение  $(\tau_q^{\text{e-ph}})^{-1} \approx (\tau_{\text{tr}})^{-1} \ll (\tau_q^{\text{e-e}})^{-1}$ . Кроме того, известно, что рассеяние на фононах пропорционально  $T^n$ , где  $n \approx 3\text{--}5$ . Таким образом, можно считать, что полученная температурная зависимость обратного квантового времени жизни, пропорциональная  $\sim \frac{T^2}{E_F} \ln\left(\frac{E_F}{T}\right)$ , связана только с температурной зависимостью электронного рассеяния  $\tau_q^{\text{e-e}}(T)$ .

На рис. 4 полученная нами зависимость  $\hbar/\tau_q^{\text{e-e}}(T)$  представлена звездочками. На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты из работы [4], а также ряд теоретических зависимостей из работ [11–18] (см. подписи к рис. 4). Видно, что зависимость  $\Gamma_{\text{e-e}} = \hbar/\tau_q^{\text{e-e}}(T)$  принципиально (как качественно, так и количественно) отличается от других. Во-первых,



**Рис. 4.** Рисунок взят из работы Н. Тёрнера [4]. Пунктирные линии — теоретические зависимости: **GQ** — [11] ( $A = 1$ ); **FA** — [12] ( $A = \pi$ ), **JM** — [15] ( $A = \pi^2/2$ ). Символы — экспериментальные результаты из [4], сплошные линии — их подгонка выражением (4) ( $A = 3.06 \pm 0.09$ ) для концентраций  $n = 0.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (верхняя и нижняя кривая соответственно). Звездочки — экспериментальные результаты данной работы ( $A = \pi^2$ ). На вставке показаны результаты подгонки экспериментальных данных этой работы (звездочки) теоретическим выражением (4) [11] (сплошная линия).

она немонотонная, а во-вторых, при малых значениях параметра численные значения скорости электрон-электронного рассеяния существенно превышают как экспериментальные, так и теоретические данные других авторов.

Вкладу в последние 20 лет посвящено много как теоретических [9–20], так и экспериментальных работ [1–8] (см. также ссылки в кратком обзоре [6]). Для идеально двумерной системы теоретическая зависимость обратного квантового времени жизни (скорости электрон-электронного рассеяния) от температуры в синглетном канале в баллистическом режиме была получена в работе [11]:

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{E_F}{2\pi} \left( \frac{k_{BF}}{E_F} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{E_F}{k_B T} \right) + \ln \left( \frac{2q_{TF}}{k_F} \right) + 1 \right], \quad (4)$$

где  $q_{TF}$  — волновой вектор экранирования Тома-са–Ферми.

В работе [4] после обработки более 300 экспериментальных зависимостей было установлено, что для совпадения эксперимента с теорией [11] в выражение (4) нужно ввести коэффициент  $A = 3.06 \pm 0.09$ . Все теоретические зависимости, приведенные на рис. 4, отличаются друг от друга только значением коэффициента  $A$ . Для количественного совпадения наших экспериментальных результатов с теорией при  $k_B T/E_F < 0.1$  коэффициент

должен быть равен  $\pi^2$ . Хорошо видно (рис. 4), что расхождение различных зависимостей увеличивается с ростом параметра  $k_B T/E_F$ . Можно назвать ряд причин различия коэффициента  $A$  у разных авторов. Во-первых, все теории построены в рамках теории возмущений с учетом выполнения условия  $k_B T/E_F \ll 1$ . Во-вторых, долгое время считали, что для двумерных структур, по аналогии с квантовым эффектом Холла, существует универсальная зависимость квантового времени жизни от температуры [12]:

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = A \frac{E_F}{2\pi} \left( \frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \left[ \ln \left( \frac{E_F}{k_B T} \right) \right], \quad (5)$$

и не нужно учитывать специфику конкретных электронных структур и экспериментальных методик.

Однако оказалось, что в случае квазидвумерных систем, в частности, для одиночных квантовых ям с двумя подзонами пространственного квантования и двойных квантовых ям в балансе с подзонами симметричных и антисимметричных состояний, где имеет место электрон-электронное взаимодействие как в подзонах, так и между подзонами, выражения для  $(\tau_q^{e-e}(T))^{-1}$  сильно усложняются [8]. Яркий пример этого утверждения можно увидеть в работе [18], где были учтены более высокие порядки разложения по кулоновскому взаимодействию и специфика экранирования в системе с двумя квантовыми ямами. Следует отметить, что это усложнение не привело к улучшению совпадения теории [11–18] с экспериментальными данными [1–8].

В нашей работе обнаружено более существенное — не только количественное, но и качественное расхождение с имеющимися теоретическими зависимостями. Наша экспериментальная зависимость имеет немонотонный характер, причем экстремум наблюдается при значениях параметра  $k_B T/\varepsilon \approx 0.1$  (см. рис. 4). С чем может быть связана наблюдаемая особенность температурной зависимости  $(\tau_q^{e-e}(T))$ ?

Следует сразу же отметить, что немонотонный характер зависимости заложен в аналитическом виде функции (5). Все известные в литературе теоретические зависимости  $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$  [11–20] могут быть представлены следующей функцией:

$$y = Ax^2(\ln x^{-1} + \ln B \pm C) = Ax^2 \left( \ln \left[ \frac{B}{x} e^{\pm C} \right] \right), \quad (6)$$

где аргументом является  $x = k_B T/E_F$ . Коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $C$  у разных авторов имеют различный аналитический вид. Это связано с выбором различных моделей и приближений для учета электрон-электронного рассеяния, экранирования, специфики конкретной электронной структуры. Нетрудно видеть, что данная функция также имеет экстремум при определенных соотношениях параметров. Положение максимума существенно зависит от  $B$  и  $C$ , а его амплитуда определяется параметрами  $A$ ,  $B$  и  $C$ .

В работах [11–18] приведены значения параметра  $A$ , отличающиеся на порядок ( $A = \pi/4, 1/(2\pi); \pi/2; \pi^2/2$  — см. подписи к рис. 4). В частности, в работе [18] учет более высоких порядков разложения дал значение  $\pi/8$  для одиночной и  $\pi/32$  для двойной квантовой ямы. С коэффициентами  $B$  и  $C$  и ситуация такая же неоднозначная [8]. Вид второго и третьего слагаемых в выражении (6) определяется особенностями эффектов экранирования и спецификой конкретных экспериментальных структур.

Нами была осуществлена подгонка экспериментальной зависимости (см. вставку на рис. 4) с помощью выражения (6). Оказалось, что положение и амплитуду максимума можно описать следующими значениями параметров:  $A = 10, B = 0.1$  и  $C = 0$ . Следует заметить, что  $B = 2q_{TF}/k_F = 0.1$  (согласно выражению (4)) — это не физический результат. Для двумерного электронного газа в реальных наноструктурах с малой концентрацией носителей заряда волновой вектор экранирования Томаса–Ферми больше фермиевского волнового вектора ( $B > 1$ ).

В настоящее время нам не известен механизм электрон-электронного рассеяния, приводящий к монотонной температурной зависимости квантового времени жизни. Не исключено, что уширение пика резонансного сопротивления  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  при  $k_B T/E_F > 0.1$  связано не только с релаксационными процессами.

Таким образом, изучение подавления туннелирования в ДКЯ в параллельном плоскости образца и направлению тока магнитном поле в интервале температур  $T = 1.8–70.0$  К позволило получить температурные зависимости квантового времени жизни, связанные с неупругим электрон-электронным рассеянием. Полученная зависимость  $\tau_q^{e-e}(T)$  не описывается существующими теориями и, по-видимому, наблюдаемое разногласие не связано с процессами релаксации импульса электронов. Обсуждены возможные причины как качественного, так и количественного отклонения экспериментальной температурной зависимости электрон-электронного рассеяния от теоретической во всем интервале температур.

Работа поддержана РФФИ (грант № 11-02-00427) и Программой президиума РАН 12-П-2-1051.

## Список литературы

- [1] A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett., **65**, 1929 (1990).
- [2] Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. B, **50**, 15 420 (1994); Phys. Rev. B, **51**, 2604 (1995).
- [3] M. Slutzky, O. Entin-Wohlman, Y. Berk, A. Palevski, H. Shtrichman. Phys. Rev. B, **53**, 4065 (1996); S. Charlebois, J. Beerens, R. Cote, J. Beauvais, Z.R. Wasilewski. Physica E, **6**, 645 (2000).
- [4] N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A.C. Jones, D.A. Ritchie. Phys. Rev. B, **54**, 10614 (1996).
- [5] S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. B, **52**, 14 825 (1995).
- [6] S. Dietrich, S. Vitkalov, D. Dmitriev, A. Bykov. Phys. Rev. B, **85**, 115 312 (2012).
- [7] Ю.Г. Арапов, М.В. Якунин, С.В. Гудина, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, С.М. Подгорных, Б.Н. Звонков, Е.А. Ускова. Физика низких температур, **33**, 217 (2007); Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, Физика низких температур, **35**, 44 (2009).
- [8] Ю.Г. Арапов, С.В. Гудина, В.Н. Неверов, С.М. Подгорных, М.В. Якунин. Физика низких температур, **39**, 64 (2013).
- [9] М.В. Якунин, С.М. Подгорных, В.Н. Неверов. ЖЭТФ, **132**, 241 (2007).
- [10] A. Gold. Phys. Rev. B, **38**, 10 798 (1988).
- [11] G.F. Giuliani, J.J. Quinn. Phys. Rev. B, **26**, 4421 (1982).
- [12] H. Fukuyama, E. Abrahams. Phys. Rev. B, **27**, 5976 (1983).
- [13] G. Fasol. Appl. Phys. Lett., **59**, 2430 (1991).
- [14] G. Zala, B. Narozhny, I.L. Aleiner. Phys. Rev. B, **65**, 180 202 (2002).
- [15] T. Jungwirth, A.H. MacDonald. Phys. Rev. B, **53**, 7403 (1996).
- [16] L. Zheng, S. Das Sarma. Phys. Rev. B, **53**, 9964 (1996).
- [17] D. Menashe, B. Laikhtman. Phys. Rev. B, **54**, 11 561 (1996).
- [18] M. Reizer, J.W. Wilkins. Phys. Rev. B, **55**, R7363 (1997).
- [19] А.В. Чаплик. ЖЭТФ, **60**, 1845 (1971).
- [20] C. Hodges, H. Smith, J.W. Wilkins. Phys. Rev. B, **4**, 302 (1971).

Редактор Т.А. Полянская

## Tunneling effects in tilted magnetic fields in $n$ -InGaAs/GaAs structures with double strongly coupled quantum wells

Yu.G. Arapov\*, S.V. Gudina\*, A.S. Klepikova\*, V.N. Neverov\*, S.M. Podgornykh\*\*+, M.V. Yakunin\*\*+, B.N. Zvonkov\*

\* Institute of Metal Physics Ural Division of the Russian Academy of Sciences, 620990 Ekaterinburg, Russia

+ Ural Federal University, 620002 Ekaterinburg, Russia

• Scientific Research Physical Technical Institute of Nizhny Novgorod State University, 603950 Nizhnii Novgorod, Russia

**Abstract** The work presents the results of investigation of tunneling effects between 2D parallel electron gases in a  $n$ -InGaAs/GaAs nanostructures with strongly-coupled double quantum wells as a function of in-plane component of tilted magnetic fields  $B = (0–9.0)$  T in the temperature range  $T = (1.8–70.0)$  K. We obtained the quantum lifetime temperature dependence  $\tau_q(T)$  from the analysis of the dependencies of longitudinal resistivity vs parallel magnetic field  $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$  at fixed temperatures. The quadratic part of this dependence is defined by inelastic electron-electron scattering  $\tau_q^{e-e}(T)$ . The decreasing of inverse quantum lifetime  $\tau_q^{-1}(T)$  at  $T > 0.1T_F$  is not described by existing theories.