

Температурная зависимость квантового времени жизни в структурах n -InGaAs/GaAs с двойными сильно связанными квантовыми ямами

Ю.Г. Арапов¹, С.В. Гудина¹, В.Н. Неверов¹, С.М. Подгорных^{1,2}, М.В. Якунин^{1,2}

¹Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620990, Россия

E-mail: arapov@imp.uran.ru

²Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, ул. Мира, 19, г. Екатеринбург, 620002, Россия

Статья поступила в редакцию 10 октября 2012 г.

Экспериментально исследовано продольное $\rho_{xx}(B)$ и холловское $\rho_{xy}(B)$ магнитосопротивление в параллельных и перпендикулярных плоскости образца магнитных полях в наноструктурах n -InGaAs/GaAs с двойными сильно связанными квантовыми ямами в диапазоне магнитных полей $B = 0-9,0$ Тл и температур $T = 1,8-70$ К. Представлены результаты исследования температурной зависимости квантового времени жизни в диффузионном ($k_B T/\tau_{tr} \ll 1$) и баллистическом ($k_B T/\tau_{tr} \gg 1$) режимах. Установлено, что в баллистическом режиме в интервале температур, где $k_B T/E_F < 0,1$, наблюдаемая квадратичная температурная зависимость квантового времени жизни определяется неупругим электрон-электронным рассеянием. Однако полученная зависимость во всем диапазоне температур существующими теориями количественно не описывается.

Експериментально досліджено подовжній $\rho_{xx}(B)$ та холловський $\rho_{xy}(B)$ магнітоопір у паралельних та перпендикулярних площині зразка магнітних полях в наноструктурах n -InGaAs/GaAs з подвійними сильно пов'язаними квантовими ямами в діапазоні магнітних полів $B = 0-9,0$ Тл та температур $T = 1,8-70$ К. Представлено результати дослідження температурної залежності квантового часу життя в дифузійному ($k_B T/\tau_{tr} \ll 1$) та балістичному ($k_B T/\tau_{tr} \gg 1$) режимах. Встановлено, що у балістичному режимі в інтервалі температур, де $k_B T/E_F < 0,1$, квадратична температурна залежність квантового часу життя, яка спостерігається, визначається непружним електрон-електронним розсіянням. Проте отримана залежність в усьому діапазоні температур існуючими теоріями кількісно не описується.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы;

73.40.-c Электронный транспорт в структурах с границами раздела;

73.43.Qt Магнитосопротивление.

Ключевые слова: квантовое время жизни, квазидвумерный электронный газ, неупругое электрон-электронное рассеяние, диффузионный и баллистический режимы, резонансное тунелирование.

1. Введение

В энергетическом спектре двумерного электронного газа обнаружены две принципиально новые и очень важные особенности: во-первых, он является дискретным, и, во-вторых, движение электронов становится когерентным (волновая функция обладает определенной фазой, возникают квантовые интерференционные эффекты) до тех пор, пока носители заряда не испытывают неупругого рассеяния при движении из одного конца образца в другой. Рассеяние электронов ионизованными примесями, шероховатостями границ, самими электронами существенно модифицирует эти особен-

ности. В частности, неупругое электрон-электронное рассеяние приводит к уширению дискретных уровней энергии и сбою фазы волновой функции (дефазингу) и, как следствие, к сбою интерференционных (квантовых) эффектов: двумерный электронный газ становится квазиклассическим, что в ряде случаев играет существенную роль.

Зависимость электрон-электронного рассеяния от температуры не является универсальной и определяется размерностью электронной системы, степенью вырождения электронного газа, типом рассеивающего потенциала, характером экранирования и спецификой конкретного образца. На практике эта зависимость

проявляется в температурной зависимости двух времен: квантового времени жизни $\tau_q(T)$ и времени неупругого рассеяния или сбоя фазы $\tau_\phi(T)$. Экспериментальное определение значений этих времен для разных температурных режимов, а также их зависимостей от специфики конкретных наноструктур — основной инструмент для изучения механизмов электрон-электронного рассеяния.

Квантовое время жизни, как правило, определяют из анализа зависимости амплитуд пиков осцилляций Шубникова–де-Гааза (ОШГ) от магнитного поля B_\perp^{-1} . Хорошо известно, что ОШГ, пригодные для анализа, реализуются только при температурах ниже 4,2 К, при которых вклад, обусловленный неупругими механизмами электрон-электронного рассеяния, очень мал, поскольку $E_F \gg k_B T$, а $\hbar / \tau_q^{e-e}(T) \approx (k_B T)^2 / E_F$, так что температурная зависимость $\tau_q^{e-e}(T)$ не проявляется (E_F — энергия Ферми, k_B — постоянная Больцмана, τ_q^{e-e} — квантовое время жизни, связанное с электрон-электронным рассеянием). Таким образом, этот стандартный метод абсолютно не пригоден для измерения $\tau_q^{e-e}(T)$. В последнее время идет интенсивный поиск новых экспериментальных методик, позволяющих измерить $\tau_q^{e-e}(T)$. Наиболее многообещающими оказались методики исследования различных квазидвумерных структур. Например, в одиночных квантовых ямах с двумя заполненными подзонами пространственного квантования обнаружен новый тип осцилляций магнитосопротивления, так называемые магнитомеридиональные осцилляции [1], которые наблюдаются как раз при высоких температурах, где ОШГ уже отсутствуют. Температурная зависимость амплитуд этих осцилляций обусловлена температурной зависимостью ширины уровней Ландау $2\hbar/\tau_q(T)$ и, следовательно, $\tau_q^{e-e}(T)$. Еще более перспективными, на наш взгляд, являются квазидвумерные структуры с двумя квантовыми ямами (ДКЯ), в которых эффекты туннелирования между ямами непосредственно связаны с размытием уровней энергии электронных состояний.

Наличие дополнительных степеней свободы в квазидвумерных системах из двух туннельно связанных ДКЯ приводит к возникновению целого ряда новых и интересных магнитотранспортных явлений [1–20], которые сейчас активно изучаются с использованием различных кинетических методов. В частности, в нулевом магнитном поле в балансе (концентрации носителей заряда в ямах равны) и в случае несимметричного рассеяния (подвижности носителей заряда в ямах отличаются друг от друга) наблюдается резонансное сопротивление [15]. В параллельном магнитном поле B_\parallel это резонансное сопротивление подавляется. Хорошо известно, что наличие зависимости от B_\parallel есть мера квазидвумерности. Величина эффекта определяется величиной туннельной щели Δ_{SAS} и размытием уровней энергии в ямах \hbar/τ_q и, следовательно, кванто-

вым временем жизни [15]. Исследование структур с ДКЯ в параллельных магнитных полях в интервале температур, соответствующем баллистическому режиму, позволяет определить как туннельную щель, так и $\tau_q(T)$. Анализ $1/\tau_q(T)$ позволяет получить информацию о специфике механизмов неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных системах.

Однако несмотря на достижения новых методик, проблема существенного несоответствия теории и эксперимента так и осталась нерешенной. В ряде экспериментов наблюдается не только количественное (на порядок), но и качественное расхождение. В литературе интенсивно обсуждается несколько причин этого [8–19]. В частности, используемые в эксперименте квазидвумерные системы все еще недостаточно «идеальны»: параметры конкретных структур не удовлетворяют условиям, заложенным в различные приближения в рамках ферми-жидкостной теории. Например, концентрации носителей заряда в используемых как в электронике, так и в эксперименте структурах, довольно низкие. При обсуждении наблюдающихся несоответствий экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями высказываются предположения, что взаимодействующий электронный газ в этих структурах вообще не является ферми-жидкостью. О других причинах этого расхождения мы поговорим ниже.

2. Теоретические зависимости квантового времени жизни от температуры

Хорошо известно, что температурная зависимость квантового времени жизни $\tau_q(T)$ носителей заряда в полупроводниковых структурах есть следствие неупругого электрон-электронного рассеяния $\tau_q^{e-e}(T)$. Из простых физических соображений следует, что температурная зависимость времени между столкновениями электронов определяется двумя обстоятельствами. Первое, наиболее важное, это принцип Паули, ограничивающий фазовое пространство электрон-электронного взаимодействия, а второе — экранирование кулоновского взаимодействия между электронами [2–13]. Влияние принципа Паули в двумерном случае учитывается слагаемым $A(k_B T/E_F)^2 \ln(E_F/(k_B T))$ в выражении (1) — это первый порядок учета кулоновского взаимодействия. Учет более высоких порядков и экранирования электрон-электронного взаимодействия также приводит к уменьшению сечения электрон-электронного рассеяния. В моделях, используемых для получения теоретических зависимостей $\tau_q^{e-e}(T)$, для полноты картины нужно рассматривать два канала электрон-электронного рассеяния (синглетный и триплетный) в двух температурных режимах (в диффузионном $k_B T/\tau \ll 1$ и баллистическом $k_B T/\tau \gg 1$) [8]. Однако известные на сегодняшний день теоретические работы, как правило, были сфокусированы только на

отдельных аспектах этой проблемы. В подавляющем большинстве теоретических работ авторы ограничивались рассмотрением только синглетного канала электрон-электронного рассеяния: в работах [2,3] в диффузионном, а в [4–6,8–13] — в баллистическом режимах. Баллистический режим в триплетном канале рассматривался только в работе [7]. Более того, в основном в этих работах шла речь только о поиске универсальных вкладов, не зависящих от специфики конкретных электронных систем (размерности, степени беспорядка, особенностей экранирования). Кроме того, в теоретических моделях использовались различные приближения (теория возмущений, приближение хаотических фаз, золотое правило Ферми). Накладываемые при этом ограничения на параметры электронных структур в эксперименте зачастую не выполняются.

Для идеально двумерной системы теоретическая зависимость обратного квантового времени жизни (скорости электрон-электронного рассеяния) от температуры в синглетном канале в баллистическом режиме была получена еще более четырех десятков лет назад в широко известной и самой цитируемой работе Джулиани и Куинна [3]:

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

Фукуяма и Абрахамс [4] в пределе «грязного» металла также получили зависимость скорости электрон-электронного рассеяния от температуры в синглетном канале в диффузионном и баллистическом режимах. Влияние беспорядка они учитывали в первом порядке теории возмущений. Кроме того, они считали, что волновой вектор Томаса–Ферми $q_{TF} \gg 2k_F$:

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\pi E_F}{2} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \left[\ln \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \right] \quad \text{для } k_B T / \tau \gg 1, \quad (2a)$$

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{1}{2} \left(\frac{k_B T}{E_F \tau} \right) \left[\ln \left(\frac{E_1}{k_B T} \right) \right] \quad \text{для } k_B T / \tau \ll 1. \quad (2б)$$

Видно, что выражения (1) и (2a) отличаются друг от друга значением численного коэффициента почти на порядок ($\pi/2$ вместо $1/2\pi$) и отсутствием нелогарифмических температурнонезависимых слагаемых в квадратных скобках.

В теоретической работе М. Рейзера [12] учет более высоких порядков разложения по кулоновскому взаимодействию в одном слое двумерного газа привел к изменению численного коэффициента на $\pi/8$ и появлению новых логарифмических и нелогарифмических температурнозависимых слагаемых в квадратных скобках в (1):

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\pi}{8} E_F \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \times \left[\ln \left(\frac{4E_F}{k_B T} \right) - \ln \left(\frac{2p_F + \kappa}{\kappa + k_0} \right) - \frac{2}{(2p_F + k_0)} \frac{(2p_F - k_0)\kappa}{(\kappa + k_0)} \right], \quad (3)$$

где $\kappa = 2\pi e^2 v / \chi$ и $k_0 = k_B T / v_F$. $v = m / \pi \hbar^2$ — плотность состояний, χ — диэлектрическая постоянная, v_F — фермиевская скорость электронов.

В сравнительно недавней работе [8], в которой теоретически исследованы процессы дефазинга при произвольном соотношении между величинами \hbar/τ и $k_B T$ с учетом перенормировки в триплетном канале кулоновского взаимодействия, было показано, что время сбоя фазы τ_ϕ при низких температурах $k_B T \tau / \hbar \ll 1 + F_0^\sigma$, где F_0^σ — безразмерная константа электрон-электронного взаимодействия в диффузионном режиме, должно определяться уравнением:

$$\tau_\phi^{-1}(T) = \left[1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)(2 + F_0^\sigma)} \right] \frac{\pi G_0 k_B T}{\hbar \sigma_D} \ln \left(\frac{k_B T \tau_\phi}{\hbar} \right), \quad (4)$$

$$G_0 = 2\pi \hbar / e^2 R.$$

В действительности это выражение является приближенным, поскольку не учитывает вклад баллистических эффектов в скорость релаксации фазы и ее зависимость от энергии $\epsilon \equiv E - E_F$. С учетом этих эффектов время τ_ϕ зависит от температуры по следующему закону:

$$\tau_\phi^{-1}(T) = \left[1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)(2 + F_0^\sigma)} \right] \frac{k_B T G_0}{\hbar \sigma_0} \ln \left(\frac{\sigma_0}{G_0} (1 + F_0^\sigma) \right) + \frac{\pi}{4} \left[1 + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)^2} \right] \frac{k_B^2 T^2}{\hbar E_F} \ln \left(E_F \frac{\tau}{\hbar} \right). \quad (5)$$

При высоких температурах, когда доминируют процессы с передачей большого кванта энергии,

$$\tau_\phi^{-1}(T) = + \frac{\pi}{4} \frac{k_B^2 T^2}{B_{\text{coef}} \hbar E_F} \times \left\{ \ln \left(\frac{2E_F}{k_B T} \right) + \frac{3(F_0^\sigma)^2}{(1 + F_0^\sigma)^2} \ln \left(\frac{E_F}{k_B T \sqrt{b(F_0^\sigma)}} \right) \right\}. \quad (6)$$

Здесь $b(x) = (1 + x^2) / (1 + x)^2$, B_{coef} — численный коэффициент, который изменяется от 0,84 для слабых магнитных полей ($\Omega_H \tau_\phi \gg 1$, $\Omega_H = 4DeH / \hbar c$) до 0,79 в противоположном пределе.

Для квазидвумерных систем — 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 зависимости скорости электрон-электронного рассеяния от температуры сильно усложняются. Прежде чем приступить к исследованию, например неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных полупроводниковых структурах, нужно разрешить, по крайней мере, две проблемы.

1. Поскольку $\tau_q(T)$ не является непосредственно измеряемой в эксперименте величиной, нужно найти связь обратного времени неупругого электрон-электронного рассеяния с каким-либо измеряемым параметром исследуемой структуры. В частности, в нашем случае измеряемым эффектом была зависимость резонансного сопротивления структуры со сбалансированной ДКЯ от параллельной плоскости образца компоненты магнитного поля B_{\parallel} в широком интервале температур. Измерив эту зависимость и зная теоретическую взаимосвязь между резонансным сопротивлением и τ_q , методом подгонки можно построить уже $\tau_q(T)$. В теоретической зависимости нужно учесть всю специфику эксперимента.

2. Получить уравнение, связывающее квантовое время жизни $\tau_q(T)$ с микроскопическими параметрами образца. В теории используется много методов для получения таких уравнений. В частности, в квантовой физике золотое правило Ферми позволяет, используя временную теорию возмущений, вычислить вероятность перехода между двумя состояниями квантовой системы. Вероятность перехода в единицу времени обратно пропорциональна времени жизни состояния.

Решению этих проблем для структур с ДКЯ посвящен ряд теоретических [9–13] и экспериментальных работ [15–18], с сильно связанными ДКЯ — только [15]. В квазидвумерных структурах возникает необходимость учета целого ряда новых факторов: внутри- и межподзонного рассеяния, соотношения геометрических параметров образцов (ширины ямы и барьера, расстояния до легирующих примесей в барьерах), величины туннельной щели, баланса концентраций и степени симметричности рассеяния, т.е. подвижностей носителей заряда в квантовых ямах.

В теоретической работе М. Рейзера [12] учет более высоких порядков разложения дал значение

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-e}}(T) = \frac{\pi E_F}{32} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \left\{ \left[(1 + 2\kappa b)^2 + 2 \right] \ln \left(\frac{2E_F}{k_B T} \frac{pb}{p_F b} \right) - \ln \left(\frac{pb + 2\kappa b(1 + \kappa b)}{k_0 b + 2\kappa b(1 + \kappa b)} \right) - \frac{4[(1 + 2\kappa b)^2 + 1]\kappa b(pb - \kappa_0 b)(1 + \kappa b)}{[pb + 2\kappa b(1 + \kappa b)][\kappa_0 b + 2\kappa b(1 + \kappa b)]} \right\}, \quad (7)$$

где $pb = \min(2p_F b, 1)$, $k_0 = k_B T / v_F$, $\kappa = 2\pi e^2 v / \chi$, v_F — фермиевская скорость электронов, χ — диэлектрическая постоянная.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследованы образцы *n*-InGaAs/GaAs с сильно связанными ДКЯ, в которых проводимость осуществлялась по подзонам симметричных (S) и антисимметричных (AS) состояний, разделенных туннельной щелью ($\Delta_{SAS} \geq 3,0$ мэВ). Квантовые ямы *n*-InGaAs шириной $d_W = 5$ нм были разделены барьером из GaAs толщиной $d_B = 10$ нм. Структуры были симметрично легированы в барьерах Si ($N_D = 10^{18}$ см⁻³). Области транспорта электронов и легирования находились на расстоянии, равном ширине спейсеров $d_S = 190$ нм [4]. Измерения компонент тензора сопротивления $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ проведены при 1,8 К $< T < 70$ К в наклонных магнитных полях $B(B_{\parallel}, B_{\perp})$ при детальном сканировании плоскости $(B_{\parallel}, B_{\perp})$ в пределах всей окружности от полного значения магнитного поля в 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. По набору полученных кривых $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ с помощью специальной программы интерполяцией строились сплошные 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. Именно из таких поверхностей для различных температур в интервале 1,8–70 К программным способом извлекались сечения зависимостей $\rho_{xx}(B, T)$ и $\rho_{xy}(B, T)$ от одной из компонент, B_{\perp} или B_{\parallel} , при фиксированных значениях другой для дальнейшего анализа полу-

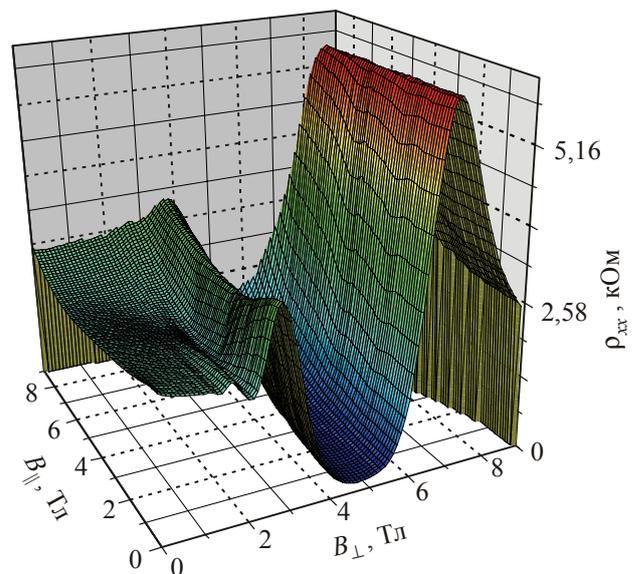


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления $\rho_{xx}(B_{\perp}, B_{\parallel})$ (объемная картина) образца в параллельном и перпендикулярном магнитном поле при температуре $T = 1,8$ К.

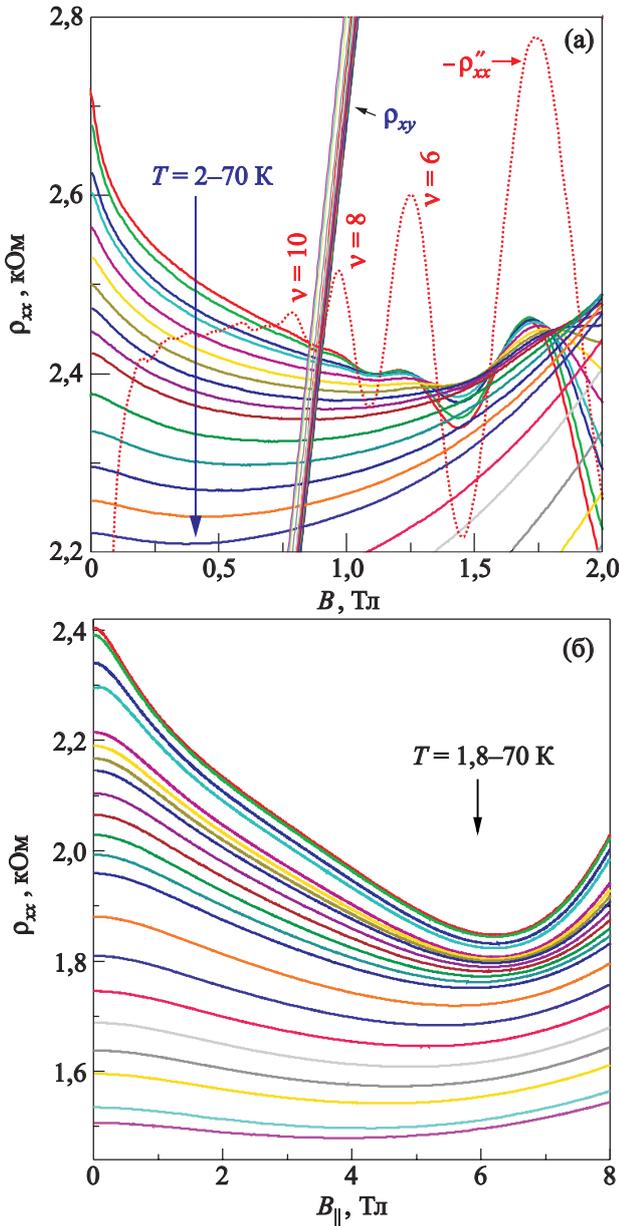


Рис. 2. Зависимости $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$ и $\rho_{xy}(B_{\perp}, T)$ при различных температурах в перпендикулярном магнитном поле (а) и $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$ в параллельном магнитном поле (б).

ченных зависимостей $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$ и $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$. На рис. 2(а) и 2(б) представлены 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).

Ранние экспериментальные работы по исследованию неупругого электрон-электронного рассеяния были сфокусированы на измерении времени сбоя фазы $\tau_{\phi}(T)$. Хорошо известно, что ОМС в B_{\perp} связано с подавлением квантовых эффектов слабой локализации. Анализ зависимости ОМС при различных температурах позволяет получить температурную зависимость времени неупругого рассеяния $\tau_{\phi}(T)$. В последнее время, однако, отдается предпочтение методикам ис-

следования температурных зависимостей эффектов тунnelирования между двумя квантовыми ямами, которые полностью определяются степенью уширения уровней энергии в квантовых ямах. Характеристикой размытия уровней является квантовое время жизни τ_q . В данной работе будем анализировать только температурные зависимости ОМС в параллельном магнитном поле.

Было установлено, что в исследуемых нами структурах подвижности в подзонах S и AS состояний $\mu_{S,AS}(T)$ имеют не только различные значения, но и разные температурные зависимости. $\mu_S(T)$ имеет «диэлектрический» характер ($d\rho/dT < 0$), а $\mu_{AS}(T)$ — «металлический» ($d\rho/dT > 0$). В результате, различие подвижностей с ростом T увеличивается, что неизбежно должно приводить к появлению резонансного сопротивления [15].

Известно, что в структурах с ДКЯ из-за различия подвижностей в квантовых ямах в балансе, когда концентрации в них равны, возникает так называемое резонансное сопротивление [15]. Параллельное магнитное поле существенно модифицирует энергетический спектр структуры с ДКЯ и подавляет эффекты тунnelирования между ямами [15]. В результате и резонансное сопротивление в этой структуре подавляется. Скорость этого подавления сильно зависит от температуры и связано это с температурной зависимостью квантового времени жизни $\tau_q(T)$. При увеличении температуры пики экспериментальных кривых $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$ становятся шире, что связано с уменьшением τ_q с ростом температуры.

В работах [15] получено следующее выражение для сопротивления в $B \parallel k_y$:

$$\rho_{xx}^{-1}(B) - \rho_{\text{off}}^{-1} = [\rho_{xx}(0)^{-1} - \rho_{\text{off}}^{-1}] f(B/B_c), \quad (8)$$

где $f(x) = 2 \left[(1+x^2)^{-0,5} - 1 \right] x^{-2}$, ρ_{off} — наименьшее сопротивление, соответствующее выходу ДКЯ из резонанса. Характеристическое магнитное поле B_c равно

$$B_c = \frac{\hbar}{e} \frac{1}{v_F \tau_q b} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta_{SAS}}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{\tau_{tr}^1 + \tau_{tr}^2}{2} \tau_q \right)}, \quad (9)$$

где $2\tau_q^{-1} = \tau_{q1}^{-1} + \tau_{q2}^{-1}$.

Из анализа ОШГ в перпендикулярном магнитном поле при температурах меньше 8 К, эффекта Холла в слабом ($R_H(B, T)$) и сильном магнитном поле, а также положительного магнитосопротивления в перпендикулярном магнитном поле [17] при $T \geq 20$ К мы определили концентрации, подвижности и транспортные времена релаксации носителей заряда в подзонах S и AS состояний ($n_{S,AS}(T), \mu_{S,AS}(T), \tau_{tr}^1(T), \tau_{tr}^2(T)$ и энергии Ферми ($E_{FS} - E_{FAS} = \Delta_{SAS}$) [17]. Суммарная концентрация электронов $n_T = n_S + n_{AS} = 2,27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ определена из анализа положений пиков и плато кван-

тового эффекта Холла, эффективная подвижность $\mu_T = 1,15 \cdot 10^4$ см²/Вс. Из анализа активационной зависимости продольного сопротивления $\rho_{xx}(B_{\perp}, T)$ в минимумах в режиме квантового эффекта Холла получено значение туннельной щели $\Delta_{SAS} \approx 3,0$ мэВ [17].

Из выражения (9) для B_c видно, что τ_q — единственный подгоночный параметр. Нами был проведен фитинг ОМС в параллельном магнитном поле для температур вплоть до 70,0 К. Примеры такой подгонки показаны на рис. 3. Это позволило получить зависимость $\hbar/\tau_q(T)$, а затем и $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$. На рис. 4 полученная нами зависимость $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ представлена звездочками. На этом же рисунке представлены экспериментальные результаты из работы [18], а также ряд теоретических кривых (см. подписи к рисунку). Видно, что полученная нами зависимость $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ принципиально (как качественно, так и количественно) отличается от других. Во-первых, эта зависимость немонотонная, а во-вторых, при значениях $k_B T/E_F < 0,1$ численные значения скорости электрон-электронного рассеяния существенно превышают как экспериментальные, так и теоретические данные других авторов.

Известно [18], что квантовое время жизни τ_q определяется тремя механизмами рассеяния электронов. Рассеяние на ионизованных примесях τ_q^{e-imp} является упругим и от T не зависит. Два других механизма рассеяния — на фононах (τ_q^{e-ph}) и электронов на электронах (τ_q^{e-e}) — зависят от температуры:

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

При низких температурах вклад $(\tau_q^{e-e})^{-1}$ пропорционален $k_B T/E_F \ll 1$, и поэтому пренебрежи-

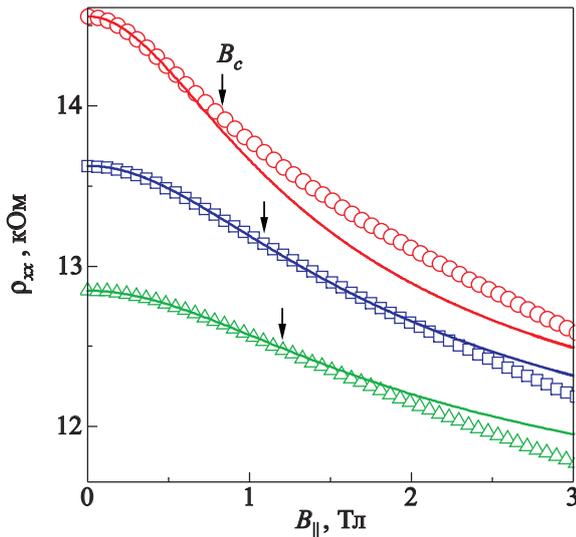


Рис. 3. Зависимости $\rho_{xx}(B_{\parallel}, T)$ от параллельного магнитного поля при различных температурах T , К: 3 (○), 8 (□), 14 (△). Символы — экспериментальные данные, линии — теоретическая модель [15]. Стрелками указано полученное значение критического поля B_c (см. (9)).

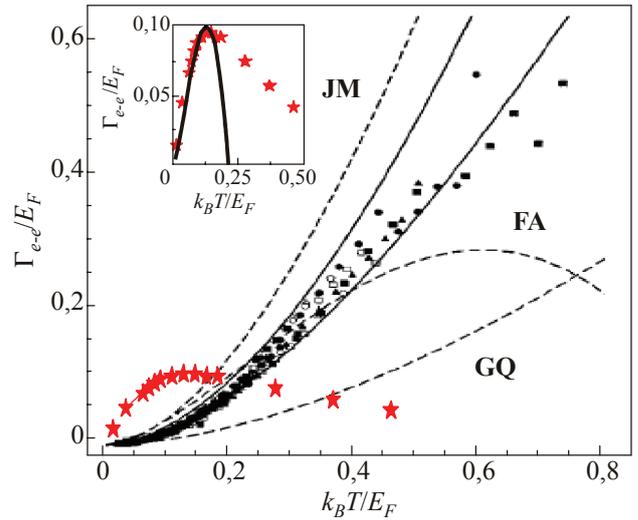


Рис. 4. Температурная зависимость квантового времени жизни. Пунктирные линии — теоретические зависимости: **GQ** [3] ($A=1$); **FA** [4] ($A=\pi$); **JM** [9] ($A=\pi^2/2$). Сплошные линии — теоретические зависимости (1), символы — экспериментальные результаты из [18] ($A=3,06 \pm 0,09$). (★) — экспериментальные результаты данной работы ($A=\pi^2$). На вставке показаны результаты подгонки экспериментальных данных этой работы теоретическим выражением (1) [3] (сплошная линия).

мо мал и доминирующим вкладом является $(\tau_q^{e-imp})^{-1}$. При рассеянии на удаленных примесях (малоугловое рассеяние в наноструктурах со спейсером)

$$\frac{\hbar}{\tau_q^{e-imp}} = \frac{\hbar^2 n_D}{2m^* s} \sqrt{\frac{\pi}{2}} n^{-0,5},$$

где n_D — концентрация примесей, s — ширина спейсера, $4k_F ds \gg 1$ (для наших образцов $4k_F ds \approx 10$). В работах Голда [14] показано, что при рассеянии электронов на фононах вклад $(\tau_q^{e-ph})^{-1}$ сравним с $(\tau_{tr})^{-1}$, поэтому может быть найден из температурных зависимостей подвижности. Поскольку в структурах с селективным легированием (со спейсером) квантовое время жизни существенно меньше транспортного времени релаксации, для скоростей рассеяния можно записать соотношение

$$(\tau_q^{e-ph}(T))^{-1} \approx (\tau_{tr})^{-1} \ll (\tau_q^{e-e}(T))^{-1}.$$

Таким образом, можно считать, что полученная температурная зависимость квантового времени жизни связана с температурной зависимостью электрон-электронного рассеяния $\tau_q^{e-e}(T)$. На рис. 4 хорошо видно, что полученная нами зависимость является немонотонной. Характерный квадратичный вид наблюдается только при низких температурах ($k_B T/E_F < 0,1$). Наблюдается также и количественное несовпадение с представленными на рисунке теорети-

ческими зависимостями. Обсудим, с чем может быть связано как качественное, так и количественное расхождение наших экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями.

Как уже отмечалось во введении, нет ни одной теоретической работы, которая с хорошей точностью описывала бы имеющиеся экспериментальные результаты. Оказалось, что универсальной зависимости электрон-электронного рассеяния от температуры в двумерных структурах (как, например, для квантового эффекта Холла) не существует. Все определяется спецификой конкретной экспериментальной ситуации.

Все известные нам в литературе [3–13] теоретические зависимости $\hbar/\tau_q^{e-e}(T)$ (см. п. 2) могут быть представлены в следующей форме:

$$y = Ax^2(-\ln x + \ln B \pm C), \quad (10)$$

где аргументом является $x = k_B T/\epsilon_F$. Коэффициенты A , B и C у разных авторов связаны с учетом различных механизмов электрон-электронного взаимодействия, экранирования, специфики конкретной электронной структуры, поэтому имеют различный аналитический вид. Нетрудно видеть, что данная зависимость имеет экстремум при определенных соотношениях параметров. Положение максимума существенно зависит от параметров B и C , а его амплитуда определяется параметрами A и C .

Коэффициент A определяется методом расчета и используемыми допущениями. Его значение очень сильно отличается у разных авторов. Так, в работах [10] $A = \pi/4$, в [2,3] $A = 1/(2\pi)$, в [4] $A = \pi/2$, в [9] $A = \pi^2/2$ (см. подписи к рис. 4). В работе М. Рейзера [12] учет более высоких порядков разложения дал значение $\pi/8$.

Например, в работе [18] после обработки более 300 экспериментальных зависимостей было установлено, что для совпадения эксперимента с широко принятой теорией [3] в выражение (1) нужно добавить коэффициент $A = 3,06 \pm 0,09$. Все теоретические зависимости, приведенные на рис. 4, взятом из работы [18], отличаются друг от друга только значением коэффициента A . В частности, для количественного совпадения наших экспериментальных результатов с теорией [3] коэффициент A должен быть равен π^2 . Значения A для цитируемых работ приведены в подписях к рис. 4. Хорошо видно, что различие увеличивается с ростом $k_B T/E_F$. Можно назвать ряд причин различия коэффициента A у разных авторов. Во-первых, все теории построены с учетом выполнения условия малости энергии возбужденного электрона, участвующего в акте рассеяния, относительно энергии Ферми $k_B T/E_F \ll 1$. Авторы работы [11] считают, что более правильным является другой критерий: $\ln(E_F/k_B T) \gg 1$. Во-вторых, $k_B T/E_F$ при одних и тех температурах растет при уменьшении концентрации, что ведет к росту беспорядка в системе

и к трудностям с выполнением приближений, в которых выполнены все приведенные теоретические работы. В-третьих, до сих пор нет консенсуса, как учитывать межподзонное и обменное электрон-электронное рассеяние в квазидвумерных структурах.

С коэффициентами B и C ситуация такая же неоднозначная. Вид второго и третьего слагаемых в (10) определяется особенностями эффектов экранирования и спецификой конкретных экспериментальных структур.

Нами была осуществлена подгонка экспериментальной зависимости (см. вставку на рис. 4) с помощью (10). Оказалось, что положение и амплитуду максимума можно описать со следующими значениями параметров: $A = 10$, $B = 0,1$ и $C = 0$. Следует заметить, что $B = 2q_{TF}/k_F = 0,1$ (согласно (1)), 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 ($B > 1$). Но нетрудно видеть, что экспериментальную зависимость можно также описать следующим выражением:

$$y = Ax^2 \left[\ln \left(\frac{1}{x} \right) + \ln \left(B + e^{\pm C} \right) \right]. \quad (11)$$

При любом значении $B > 1$ можно найти $C < 0$.

Как уже упоминалось, дополнительные слагаемые в квадратных скобках учитывают роль специфических особенностей конкретной электронной системы и экспериментальной методики. Мы имеем дело с образцами наноструктур с двумя сильно связанными квантовыми ямами. Специфические свойства в данном случае определяются прежде всего соотношениями следующих параметров: транспортного времени релаксации τ_{tr} , квантового времени жизни τ_q , времени сбоя фазы τ_ϕ , временами межподзонного рассеяния $\tau_{12,21}$, расстоянием между центрами двух квантовых ям b , длиной экранирования ξ , равной половине борновского радиуса $a^B/2$, а также соотношениями $k_B T/E_F$ и $\Delta_{SAS}/k_B T$. В предельных случаях $b = \infty$ или даже $b \gg \xi$ двойную квантовую яму можно рассматривать как две независимые квантовые ямы (при этом $\tau_{12} = \tau_{21} \gg \tau_q, \hbar/(k_B T)$), и скорость электрон-электронного рассеяния ДКЯ будет суммой скоростей в отдельных квантовых ямах. Для анализа температурных зависимостей квантового времени жизни $\tau_q^{e-e}(T)$ можно пользоваться теоретическими моделями и выражениями (1)–(7).

В другом предельном случае $b = 0$ или $b \ll \xi$ ДКЯ можно считать одиночной квантовой ямой, при этом $\tau_{12} = \tau_{21} \ll \tau_q, \hbar/(k_B T)$. В этом случае электронная система имеет четырехкратное вырождение (по спине и псевдоспину), аналогично спиновому и долинному вырождению в структурах n -SiMOSFET. Учет электрон-электронного взаимодействия в пятнадцати три-

плетных каналах в баллистическом режиме сильно усложняется, даже при одинаковых концентрациях ($n_1 = n_2$) и подвижностях ($\mu_1 = \mu_2$) электронов в ямах [20]. Экспериментально предел $b\xi \leq 1$ практически (по крайней мере, в настоящее время) не достигим.

На эксперименте мы, как правило, имеем дело с промежуточным случаем. Для наших структур $b \geq 3\xi$, а концентрации и подвижности в ямах различные. Поэтому теоретические результаты работы [20] не могут быть использованы в нашем случае. Аналитические выражения для логарифмических температурнозависимых слагаемых в фигурных скобках (7) [12] нельзя представить требуемой для нас функцией типа (11).

4. Заключение

Измерены температурные зависимости квантового времени жизни в структурах n -InGaAs/GaAs в интервале температур 1,8–70 К с использованием методики измерения ОМС в этом же интервале температур в параллельном магнитном поле. Показано, что эта методика является более удачной, чем измерение ОШГ для исследования температурных зависимостей квантового времени жизни и неупругого электрон-электронного рассеяния в квазидвумерных структурах с ДКЯ. Предложены и обсуждены возможные причины как качественного, так и количественного отклонения экспериментальной температурной зависимости электрон-электронного рассеяния от теоретической во всем интервале температур. Полученная зависимость $\tau_q^{e-e}(T)$ не описывается существующими теориями.

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

1. S. Dietrich, S. Vitkalov, D. Dmitriev, and A. Bykov, *Phys. Rev. B* **85**, 115312 (2012); M.E. Raikh and T.V. Shahbazyan, *Phys. Rev. B* **49**, 5531 (1994).
2. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in: *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, A.L. Efros and M. Pollak (eds.), North-Holland, Amsterdam (1985); A.V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **60**, 1845 (1971); C. Hodges, H. Smith, and J.W. Wilkins, *Phys. Rev. B* **4**, 302 (1971).
3. G.F. Giuliani and J.J. Quinn, *Phys. Rev. B* **26**, 4421 (1982).
4. H. Fukuyama and E. Abrahams, *Phys. Rev. B* **27**, 5976 (1983).
5. J. Rammer and H. Smith, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 323 (1986).
6. G. Fasol, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2430 (1991).
7. C. Castellani, C. DiCastro, and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1179 (1986).
8. G. Zala, B. Narozhny, and I.L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **65**, 180202 (2002).
9. T. Jungwirth and A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **53**, 7403 (1996).
10. L. Zheng and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **53**, 9964 (1996).
11. D. Menashe and B. Laikhtman, *Phys. Rev. B* **54**, 11561 (1996).
12. M. Reizer and J.W. Wilkins, *Phys. Rev. B* **55**, R7363 (1997).
13. Z. Qian and G. Vignale, *Phys. Rev. B* **71**, 075112 (2005); Z. Qian, *Phys. Rev. B* **74**, 245112 (2006).
14. A. Gold, *Phys. Rev. B* **38**, 10798 (1988).
15. A. Palevski, F. Beltram, F. Capasso, L. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1929 (1990); Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **50**, 15420 (1994); Y. Berk, A. Kamenev, A. Palevski, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **51**, 2604 (1995); M. Slutzky, O. Entin-Wohlman, Y. Berk, and A. Palevski, *Phys. Rev. B* **53**, 4065 (1996).
16. R. Fletcher, M. Tsaousidou, T. Smith, P.T. Coleridge, Z.R. Wasilewski, and Y. Feng, *Phys. Rev. B* **71**, 155310 (2005).
17. Ю.Г. Арапов, И.В. Карсканов, В.Н. Неверов, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушинина, М.В. Якунин, *ФHT* **35**, 44 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 32 (2009)].
18. N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, K.M. Brown, G.A.C. Jones, and D.A. Ritchie, *Phys. Rev. B* **54**, 10614 (1996).
19. S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. B* **52**, 14825 (1995).
20. A.U. Sharafutdinov and I.S. Burmistrov, *Phys. Rev. B* **84**, 075338 (2011); G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, A.K. Bakarov, and D.V. Dmitriev, *Phys. Rev. B* **82**, 165325 (2010).

Temperature dependence of quantum lifetime in n -InGaAs/GaAs structures with double strongly-coupled quantum wells

Yu.G. Arapov, S.V. Gudina, V.N. Neverov, S.M. Podgornykh, and M.V. Yakunin

Longitudinal $\rho_{xx}(B)$ and Hall $\rho_{xy}(B)$ magnetoresistances have been investigated experimentally as a function of the in-plane and transverse magnetic fields in a n -InGaAs/GaAs structures with strongly-coupled double quantum wells in the temperature range $T = 1.8$ –70 K and magnetic fields $B = 0$ –9,0 T. The experimental data on temperature dependence of quantum lifetime in diffusive ($k_B T/\tau_{tr} \ll 1$) and ballistic ($k_B T/\tau_{tr} \gg 1$) regimes are considered. It is found that for the ballistic regime temperatures, $k_B T/E_F < 0.1$, the observed quadratic temperature dependence of quantum lifetime is determined by inelastic electron-electron scattering. However, in the whole temperature range the temperature dependence of quantum lifetime is not described quantitatively by the existing theories.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells;
73.40.-c Electronic transport in interface structures;
 73.43.Qt Quantum transport.

Keywords: quantum lifetime, quasi-two-dimensional electron gas, inelastic electron-electron scattering, diffusive and ballistic regimes, resonance tunneling.