Письма в ЖЭТФ, том 112, вып. 7, с. 475 – 481

Зависимости транспортного времени рассеяния и квантового времени жизни от концентрации 2D электронного газа в селективно-легированных одиночных GaAs квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами

А. А. Быков[+*1)], *И. С. Стрыгин*[+], *А. В. Горан*[+], *Д. В. Номоконов*[+], *А. К. Бакаров*[+]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 26 августа 2020 г.
После переработки 10 сентября 2020 г.
Принята к публикации 10 сентября 2020 г.

Исследованы зависимости транспортного времени рассеяния (τ_t), квантового времени жизни (τ_q) и их отношения (τ_t/τ_q) от концентрации 2D электронного газа (n_e) в селективно-легированных одиночных GaAs квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Экспериментальные зависимости объясняются рассеянием электронов на удаленных ионизированных донорах с эффективной 2D концентрацией n_R^* и фоновых примесях с 3D концентрацией n_B. Получено выражение для $n_R^*(n_e)$, учитывающее роль локализованных в AlAs слоях X-электронов в подавлении рассеяния на случайном потенциале удаленных доноров. Показано, что наблюдаемое в эксперименте резкое возрастание τ_t и τ_q с увеличением n_e выше некоторого критического значения n_{ec} обусловлено уменьшением n_R^*. Установлено, что падение τ_t/τ_q в области $n_e > n_{ec}$ обусловлено тем, что в исследуемой 2D системе с уменьшением n_R^* рассеяние на случайном потенциале фоновой примеси более существенно ограничивает рост τ_t, чем τ_q.

DOI: 10.31857/S1234567820190076

Высокоподвижные гетероструктуры GaAs/AlGaAs со времени их создания и до настоящего времени остаются объектом всестороннего изучения и дальнейшего совершенствования [1–3]. Высокая подвижность (μ) 2D электронного газа в таких гетероструктурах достигается методом селективного легирования, суть которого заключается в пространственном разделении областей транспорта носителей заряда и легирования. В традиционном гетеропереходе GaAs/AlGaAs области транспорта заряда и легирования разделяются слоем нелегированного AlGaAs толщиной d_S, который называют спейсером. Чем больше d_S, тем меньше рассеяние на случайном потенциале удаленной легирующей примеси, и, соответственно, выше μ в GaAs квантовой яме. Однако увеличение d_S неизбежно ведет к уменьшению концентрации 2D электронного газа (n_e). Для получения низкотемпературной подвижности $\mu > 1000\,\text{м}^2/\text{Вс}$ в селективно-легированных гетеропереходах GaAs/AlGaAs оптимальными являются $d_S \sim 100\,\text{нм}$ и $n_e \sim 3 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$ [2].

Увеличение концентрации n_e в высокоподвижных гетеропереходах GaAs/AlGaAs за счет уменьшения d_S ведет к уменьшению μ, что не позволяет получать одновременно высокие n_e и μ в таких гетероструктурах. Для реализации высокоподвижных 2D систем с "тонким" спейсером ($d_S < 100$ нм) и высокой концентрацией ($n_e > 3 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$) было предложено использовать в качестве барьеров к одиночной GaAs квантовой яме (SQW – *single quantum well*) короткопериодные AlAs/GaAs сверхрешетки (SPSL – *short-period superlattices*) [4]. Схематическое изображение такой гетероструктуры представлено на рис. 1. Подавление рассеяния электронов на случайном потенциале легирующей примеси достигается в этом случае не только пространственным разделением областей легирования и транспорта, но еще и экранирующим действием X-электронов, локализованных в AlAs слоях [4–7]. Такой способ подавления рассеяния на случайном потенциале позволяет получать в SQW с SPSL барьерами высокоподвижный 2D электронный газ с высокой концентрацией, что расширяет экспериментальные возможности для

1)e-mail: bykov@isp.nsc.ru

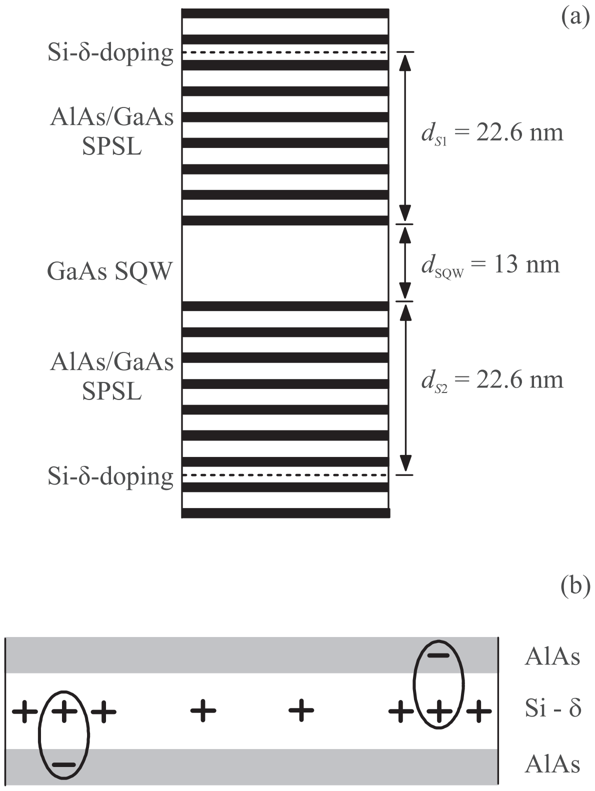

Рис. 1. (a) – Схематический вид одиночной GaAs квантовой ямы с боковыми барьерами из короткопериодных AlAs/GaAs сверхрешеток. (b) – Увеличенный вид участка Si-δ-легированного слоя в узкой GaAs квантовой яме с прилегающими к ней AlAs слоями. Эллипсами изображены компактные диполи, образованные положительно заряженными донорами в Si-δ-легированном слое и X-электронами в AlAs слоях [6, 7]

изучения фундаментальных свойств полупроводниковых систем пониженной размерности [8–11].

Актуальность исследования механизмов рассеяния электронов в GaAs SQW с AlAs/GaAs SPSL барьерами обусловлена тем, что такие гетероструктуры позволяют получать 2D электронный газ с уникальным сочетанием таких параметров, как n_e, μ и квантовое время жизни τ_q. В таких структурах n_e существенно выше, а μ существенно ниже, чем в современных гетероструктурах с ультравысокой μ [3, 6, 7]. При этом, несмотря на не ультравысокую μ, величина τ_q в SQW с SPSL барьерами имеет высокое значение, что в сочетании с высокой n_e позволяет получать на таких 2D системах общезначимые фундаментальные результаты [8–11]. К настоящему времени показано, что примесное рассеяние в селективнолегированной GaAs SQW эффективно подавляется X-электронами, локализованными в SPSL барьерах вблизи Si-δ-легированных слоев [4]. Также установлено, что в SQW с SPSL барьерами не возникает шунтирующая проводимость легированных слоев. В таких гетероструктурах была обнаружена весьма необычная зависимость $\mu(n_e)$: подвижность резко возрастает при увеличении n_e выше некоторой критической величины [4]. Зависимость $\mu(n_e)$ была качественно объяснена экранирующей ролью X-электронов, но количественная интерпретация этого яркого экспериментального результата до сих пор отсутствует.

Роль X-электронов в подавлении рассеяния на случайном потенциале заряженных примесей в современных селективно-легированных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с “толстым” спейсером и ультравысокой подвижностью была недавно проанализирована аналитически и численно в работах [6, 7]. В таких структурах в качестве спейсера, как и в традиционных гетеропереходах, используется слой нелегированного AlGaAs, а источником свободных электронов является δ-легированная узкая GaAs квантовая яма с прилегающими к ней слоями AlAs [3, 6, 7]. Схематическое изображение участка Si-δ-легированного слоя в узкой GaAs квантовой яме с прилегающими к ней слоями AlAs представлено на рис. 1b. В рамках предложенной модели X-электроны образуют с ионизированными донорами компактные диполи и тем самым уменьшают концентрацию положительно заряженных примесей, что приводит к подавлению случайного рассеивающего потенциала. Базируясь на результатах работ [6, 7], мы предложили способ аналитического описания зависимости концентрации ионизированных доноров от n_e с помощью модельной функции, которая позволяет довольно точно описывать экспериментальные зависимости $\mu(n_e)$, первоначально полученные в работах [4, 5].

Рассеяние электронов в неидеальных 2D системах Ферми приводит не только к ограничению подвижности $\mu = e\tau_t/m^*$, но еще и к квантово-механическому уширению одночастичных электронных состояний $\Gamma = \hbar/2\tau_q$, где τ_t – транспортное время рассеяния, m^* – эффективная масса электрона, а τ_q – квантовое время жизни. В общем случае τ_q и τ_t не являются эквивалентными и определяются следующими соотношениями:

$$1/\tau_q = \int_0^\pi P(\theta)d\theta, \tag{1}$$

$$1/\tau_t = \int_0^\pi P(\theta)(1-\cos\theta)d\theta, \tag{2}$$

где θ – угол между волновыми векторами Ферми до акта рассеяния электрона и после него, $P(\theta)$ – величина, пропорциональная вероятности рассеяния на угол θ. Из (1) и (2) следует, что τ_q определяется процессами рассеяния на все углы θ, а τ_t, за счет множителя $(1 - \cos\theta)$, определяется преимущественно процессами рассеяния на большие углы.

В высокоподвижных гетероструктурах τ_t определяется несколькими механизмами рассеяния [12–17]. Для 2D электронного газа с высокими μ и n_e транспортное время рассеяния при низких температурах можно выразить как:

$$\tau_t = 1/(1/\tau_{tR} + 1/\tau_{tB}), \tag{3}$$

где τ_{tR} – транспортное время рассеяния на удаленных ионизированных донорах, а τ_{tB} – транспортное время рассеяния на заряженных фоновых примесях. Величины τ_{tR} и τ_{tB} задаются следующими теоретическими соотношениями [13, 15, 16]:

$$\tau_{tR} = (8m^*/\pi\hbar)(k_F d_R)^3/n_R^*, \tag{4}$$

$$\tau_{tB} \cong (2\pi\hbar^3/m^*)(2\epsilon_0\epsilon/e^2)^2 k_F^3/n_B, \tag{5}$$

где $k_F = (2\pi n_e)^{1/2}$, $d_R = (d_S + d_{\mathrm{SQW}}/2)$, d_{SQW} – толщина SQW, n_R^* – эффективная 2D концентрация удаленных ионизированных доноров, ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость SQW и SPSL барьеров, n_B – 3D концентрация заряженных фоновых примесей.

Величина τ_q в SQW с SPSL барьерами определяется преимущественно малоугловым рассеянием [4, 5]. В этом случае τ_q можно выразить соотношением [13, 16]:

$$\tau_q \cong \tau_{qR} = (2m^*/\pi\hbar)(k_F d_R)/n_R^*, \tag{6}$$

где τ_{qR} – квантовое время жизни при рассеянии на случайном потенциале удаленной примеси. В выражениях (4) и (6) мы используем в качестве 2D концентрации заряженных доноров n_R их эффективную концентрацию n_R^*, которая учитывает изменение концентрации удаленных ионизованных доноров при их связывании с X-электронами с образованием компактных диполей. Таким образом, мы учитываем в формулах для τ_{tR} и τ_{qR} роль экранировки случайного потенциала удаленных доноров X-электронами, локализованными в AlAs слоях. Такой подход обусловлен тем, что к настоящему времени отсутствует теория, описывающая зависимости $\tau_{tR}(n_e)$ и $\tau_{qR}(n_e)$ во всем диапазоне изменения f – доли заполнения удаленных положительно заряженных доноров X-электронами [6, 7].

Изучаемые гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложках и представляли собой GaAs SQW шириной $d_{\mathrm{SQW}} = 13$ нм. В качестве барьеров к SQW использовались AlAs/GaAs SPSL [4]. Поставщиками свободных электронов служили два Si-δ-легированных слоя, которые располагались в узких GaAs квантовых ямах в SPSL барьерах на расстоянии $d_S = 22.6$ нм от краев SQW. Холловская концентрация и подвижность в изучаемых образцах при температуре $T = 4.2$ К составляли $n_H \approx 9.3 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и $\mu \approx 109$ м^2/Вс соответственно. Исследования проводились при $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл на мостиках шириной $W = 50$ мкм и длиной $L = 250$ мкм (вставка к рис. 2a). Для изучения зависимостей $\rho_{xy}(n_e)$ и

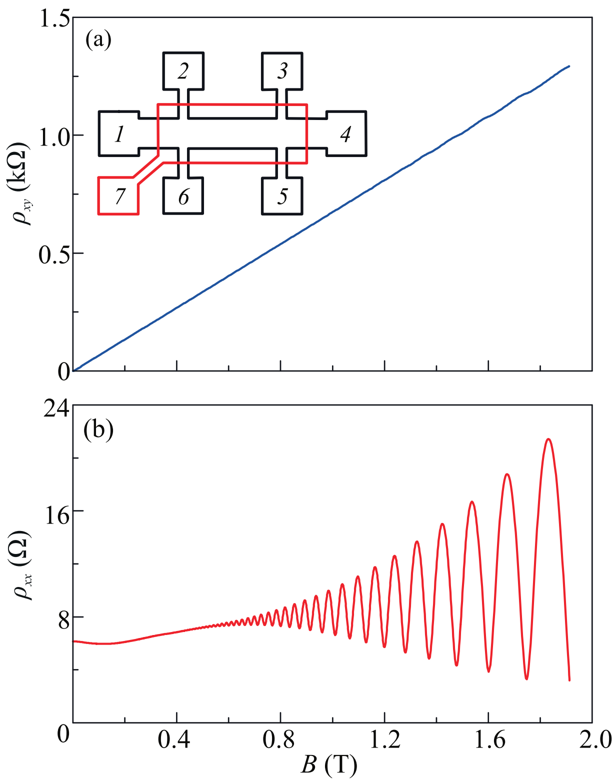

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальная зависимость $\rho_{xy}(B)$ при $T = 4.2$ К для $V_g = 0$. На вставке схематически изображен мостик Холла. *1–6* – омические контакты к 2D электронному газу; *7* – полевой затвор Шоттки. (b) – Экспериментальная зависимость $\rho_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ К для $V_g = 0$

$\rho_{xx}(n_e)$ холловские мостики снабжались TiAu затворами Шоттки. Сопротивление ρ_{xy} и ρ_{xx} измерялось на переменном токе I_{ac} частотой менее 1 кГц и амплитудой менее 1 мкА.

На рисунке 2 представлены экспериментальные зависимости $\rho_{xy}(B)$ и $\rho_{xx}(B)$. Зависимость $\rho_{xy}(B)$ в диапазоне $B < 1.5$ Тл является линейной. Наклон этой зависимости определяется холловской концентрацией, что позволяет определять ее величину: $n_H = B/e\rho_{xy}$. Отклонение $\rho_{xy}(B)$ от линейной зависимости в области полей $B > 1.5$ Тл обусловлено квантованием Ландау, которое в зависимости $\rho_{xx}(B)$ приводит к осцилляциям Шубникова–де Гааза (ШдГ). Период осцилляций ШдГ в обратном магнитном поле определяется концентрацией 2D электронного газа в GaAs квантовой яме: $n_{\mathrm{SdH}} = 2(e/h)f_{\mathrm{SdH}}$, где f_{SdH} – частота осцилляций ШдГ. Амплитуда осцилляций ШдГ определяется соотношением [14]: $\Delta\rho_{xx} = 4\rho_0 X(T)\exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$, где $\rho_0 = \rho_{xx}(B=0)$, $X(T) = (2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)/\sinh(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c)$ – температурный фактор, а $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота. Это соотношение мы использовали для определения τ_q из экспериментальных зависимостей $\Delta\rho_{xx}(1/B)$.

На рисунке 3a представлены зависимости n_H и n_{SdH} от затворного напряжения V_g. Концентрация n_H вычислялась из ρ_{xy} в магнитном поле $B = 0.5$ Тл, а n_{SdH} – из периода осцилляций ШдГ. При наличии проводящего шунта ρ_{xy} будет определяться суммарной концентрацией свободных носителей заряда в GaAs SQW и δ-легированных слоях в SPSL (шунте). В этом случае n_H будет равна сумме концентраций в GaAs SQW и в селективно-легированной AlAs/GaAs SPSL. Она должна быть больше n_{SdH}, однако величины n_H и n_{SdH} равны с точностью ~ 1 % во всем исследуемом диапазоне V_g. Таким образом, можно принять, что $n_H \approx n_{\mathrm{SdH}} \equiv n_e$. Это означает, что шунтирующая проводимость в исследуемых образцах много меньше проводимости 2D электронного газа в GaAs SQW, и ее ролью в наших исследованиях можно пренебречь [18]. На рисунке 3b окружностями изображена экспериментальная зависимость $\mu(n_e)$, а сплошной линией – теоретическая зависимость $\mu \propto n_e^{3/2}$. Отклонение экспериментальной зависимости от $\mu \propto n_e^{3/2}$ качественно объясняется экранирующей ролью X-электронов, локализованных в AlAs слоях [4, 5]. Однако количественный анализ экспериментальной зависимости подвижности от n_e в области отклонения от $\mu \propto n_e^{3/2}$ к настоящему времени отсутствует [4–7].

Исследуемая GaAs SQW с AlAs/GaAs SPSL барьерами является симметрично легированной. Концентрация Si доноров в каждом из δ-легированных слоев, расположенных на расстоянии $d_S \equiv d_{S1} = d_{S2}$ от краев SQW, составляла $\sim 2 \cdot 10^{16}$ м$^{-2}$. Это означает, что общая концентрация положительно заряженных Si доноров $n_R \leqslant 4 \cdot 10^{16}$ м$^{-2}$. При $V_g = 0$ концентрация $n_{\mathrm{SdH}} \sim 9.3 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$. Из этого следует, что при $V_g = 0$ концентрация электронов в AlAs слоях, прилегающих к δ-слоям, составляет порядка $3 \cdot 10^{16}$ м$^{-2}$. Так как $n_{\mathrm{SdH}} \approx n_H$, то все эти электроны локализованы, и их вкладом в проводимость можно пренебречь. Модель такой локализации была недавно предложена в работах [6, 7]. При подаче V_g на затвор мы изменяем не только n_{SdH}, но еще и концентрацию X-электронов, локализованных в AlAs слоях, расположенных вблизи верхнего δ-слоя. При этом ситуация в AlAs слоях, прилегающих к нижнему δ-слою, остается неизменной.

Зависимость $n_e(V_g)$, приведенная на рис. 3a, имеет два характерных участка. В диапазоне V_g от 0

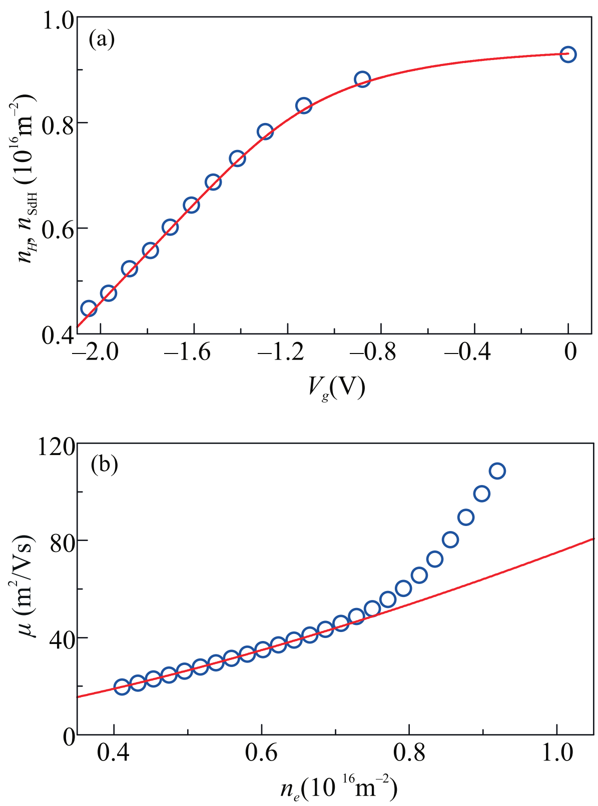

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Экспериментальные зависимости $n_H(V_g)$ и $n_{\mathrm{SdH}}(V_g)$ при $T = 4.2$ К: непрерывная линия – n_H; окружности – n_{SdH}. (b) – Зависимости $\mu(n_e)$: окружности – экспериментальные данные при $T = 4.2$ К; непрерывная линия – расчетная зависимость по формуле: $\mu \propto n_e^{3/2}$

до -1.5 В она является нелинейной. Такое поведение обусловлено тем, что в этом диапазоне напряжений под действием V_g изменяется не только n_e в SQW, но еще и концентрация X-электронов, локализованных в SPSL барьерах. Это означает, что на нелинейном участке зависимости $n_e(V_g)$ экранировка случайного потенциала легирующей примеси изменяется, и его нельзя считать фиксированным. В этом случае зависимость $\mu(n_e)$ определяется не только изменением $k_F = (2\pi n_e)^{1/2}$, но еще и изменением концентрации рассеивающих центров, а также корреляций в их пространственном расположении и в событиях малоуглового рассеяния. Это одна из причин того, что $\mu(n_e)$ в диапазоне n_e от 0.65 до $0.93 \cdot 10^{16}\,\text{м}^{-2}$ не описывается функцией $\mu \propto n_e^{3/2}$.

В диапазоне V_g от -1.5 до -2.1 В зависимость $n_e(V_g)$ является линейной. Линейная зависимость $n_e(V_g)$ позволяет считать, что емкость C_{17} между затвором Шоттки и омическим контактом к проводящим слоям гетероструктуры (емкость между контактами *1* и *7* на вставке к рис. 2a) в области $V_g < -1.5$ В не зависит от V_g, что полностью согласуется с результатами и выводами работы [4]. Мы, как и авторы этой работы, считаем, что это отражает неизменность концентрации ионизированных доноров в этой области затворных напряжений. Сравнение величины емкости, измеренной из наклона зависимости $n_e(V_g)$ на линейном участке, с величиной геометрической емкости показало, что они отличаются в исследуемых образцах приблизительно на 4 %, что соответствует экспериментальной погрешности. Таким образом, мы можем сделать вывод, что на линейном участке зависимости $n_e(V_g)$ рассеивающий потенциал не изменяется. В этом случае $\mu(n_e)$ определяется только лишь изменением k_F и хорошо описывается функцией $\mu \propto n_e^{3/2}$. Экспериментальная зависимость $\mu(n_e)$ в интервале n_e от 0.4 до $0.65 \cdot 10^{16}\,\text{м}^{-2}$ полностью согласуется с теоретическими соотношениями (4) и (5). В этом случае можно считать, что τ_t определяется рассеянием на двух типах случайного потенциала – удаленной легирующей примеси и фоновой примеси. Однако из сравнения экспериментальных данных с теорией разделить вклады в τ_t от каждого из двух типов случайного рассеивающего потенциала и вычислить величины n_R^* и n_B не удается, так как оба типа рассеивающего потенциала дают одинаковую зависимость от n_e.

Другим параметром, характеризующим процессы рассеяния в вырожденных электронных системах, является τ_q. В исследуемой 2D системе τ_q определяется в основном малоугловым рассеянием [4, 5]. В этом случае $\tau_q \approx \tau_{qR}$, и для анализа экспериментальной зависимости $\tau_q(n_e)$ можно использовать соотношение (6). Экспериментальная зависимость $\tau_q(n_e)$ представлена на рис. 4a окружностями. Она описывается формулой (6) для параметра $n_R^* = 9.28 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$ лишь в интервале концентраций $n_e < n_{ec} \approx 6.5 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$. В этом случае концентрация X-электронов (n_{XR}), локализованных вблизи верхнего δ-легированного слоя, равна нулю. Величина n_R^* в интервале $n_e < n_{ec}$ принимает максимально возможное (и фиксированное в этом интервале) значение $n_R^* = n_{RI}^* = 9.28 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$. В области $n_e > n_{ec}$ затворное напряжение изменяет не только n_e, но еще и n_{XR}. В этом случае величина $n_R^* = n_{RI}^* - n_{XR}$ и ее нельзя считать фиксированной, т.е. каждому значению n_e соответствует свое значение n_R^*. Используя формулу (6), мы вычислили для каждого экспериментального значения τ_q величину n_R^*, и таким образом получили зависимость отношения n_R^*/n_{RI}^* от n_e. Эта зависимость представлена на рис. 4b окружностями.

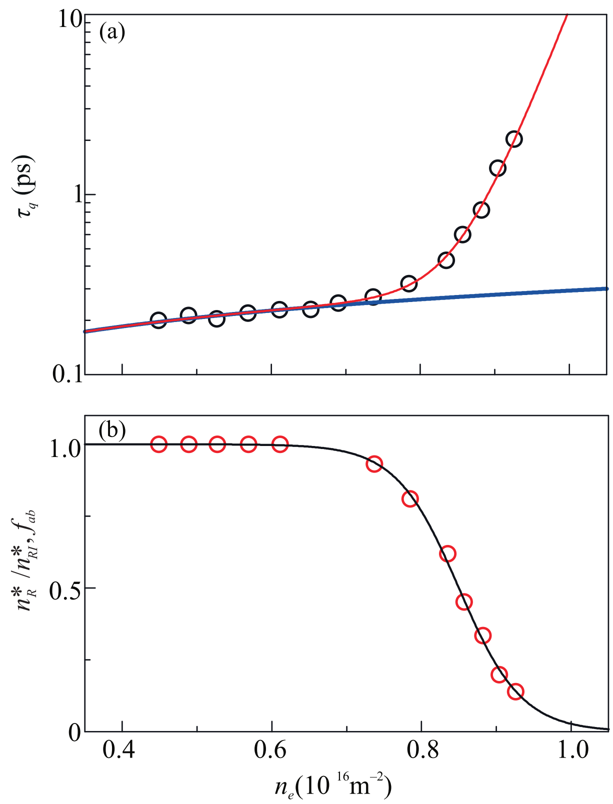

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $\tau_q(n_e)$: окружности – экспериментальные данные при $T = 4.2$ K; толстая непрерывная линия – расчет по формуле (6) для $n_R^* = 9.28 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$; тонкая непрерывная линия – расчет по формуле (6) для $n_R^* = n_{RI}^* \cdot f_{ab}$, где $n_{RI}^* = 9.28 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$. (b) – Зависимости n_R^*/n_{RI}^* и f_{ab} от n_e: окружности – значения n_R^*/n_{RI}^*, вычисленные из экспериментальной зависимости $\tau_q(n_e)$ по формуле (6); непрерывная линия – расчет по формуле (7) для $a = 8.5 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$ и $b = 4.2 \cdot 10^{14}\,\text{м}^{-2}$

Сплошной линией на рис. 4b представлена зависимость отношения n_R^*/n_{RI}^* от n_e, рассчитанная по следующей формуле:

$$n_R^*/n_{RI}^* = 1/\{\exp[(n_e - a)/b] + 1\} \equiv f_{ab}(n_e), \qquad (7)$$

где a и b – подгоночные параметры. По своей сути f_{ab} – это доля ионизованных доноров, не заполненных X-электронами. При этом функция $f_{ab}(n_e = a) = 0.5$, $f_{ab}(n_e = a-2b) \sim 1$, а $f_{ab}(n_e = a+2b) \sim 0$, т.е. $f_{ab}(n_e)$ спадает от 1 до 0 на интервале концентраций $\Delta n_e \sim 4b$. На рисунке 4a сплошной линией представлена зависимость $\tau_q(n_e)$, рассчитанная по формуле (6), в которой $n_R^* = n_{RI}^* f_{ab}(n_e)$. Наблюдается очень хорошее согласие экспериментальных данных с расчетной зависимостью. Следует отметить, что $f_{ab} = (1-f)$, где $f = n_{XR}/n_{RI}^*$ – доля Si доноров, образовавших компактные диполи с X-электронами [6, 7].

На рисунке 5a представлены экспериментальная и расчетная зависимости $\tau_t(n_e)$. Расчет проводился в предположении, что $\tau_t = 1/(1/\tau_{tR} + 1/\tau_{tB})$. Величина τ_{tR} рассчитывалась по формуле (4), в которой $n_R^* = n_{RI}^* f_{ab}(n_e)$, а τ_{tB} – по формуле (5), в которой $n_B = 2.83 \cdot 10^{21}$ м$^{-3}$. Сопоставление экспериментальной зависимости $\tau_t(n_e)$ с расчетной кривой демонстрирует полное согласие. Видно, что при приближении $f_{ab}(n_e)$ к нулю с ростом n_e величина τ_t определяется в основном рассеянием 2D электронного газа на случайном потенциале фоновой примеси. На рисунке 5b представлены экспериментальная и расчетная зависимости τ_t/τ_q от n_e. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальной и расчетной зависимостями. Участок линейной зависимости полностью согласуется с теорией [13]. Падение отношения τ_t/τ_q в области $n_e > n_{ec}$ обусловлено тем, что в исследуемых образцах рассеяние на случайном потенциале фоновой примеси более существенно ограничивает рост τ_t с увеличением n_e, чем τ_q.

Обсуждение полученных результатов начнем с области линейной зависимости $n_e(V_g)$. В этой области рассеяние на случайном потенциале удаленной примеси мы учитываем эффективной концентрацией положительно заряженных доноров $n_R^* = n_{RI}^*$. Так как для $V_g < -1.5$ В отношение $\tau_t/\tau_q \gg 1$, то мы можем пренебречь вкладом процессов рассеяния на фоновой примеси в τ_q и принять, что $\tau_q \cong \tau_{qR}$ определяется преимущественно малоугловым рассеянием на ионах удаленной примеси [14]. Сопоставление экспериментальной зависимости $\tau_q(n_e)$ в области $n_e < n_{ec}$ с зависимостью, рассчитанной по формуле (6), дает величину $n_{RI}^* = 9.28 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$. Концентрация Si в верхнем δ-слое $\sim 2 \cdot 10^{16}$ м$^{-2}$. Так как в области линейной зависимости $n_e(V_g)$ концентрация $n_{RX} = 0$, то n_{RI}^* должна быть порядка $\sim 2 \cdot 10^{16}$ м$^{-2}$, что не согласуется с полученной ранее оценкой $n_{RI}^* \sim 10^{16}$ м$^{-2}$. Возможной причиной такого различия является корреляция многократных событий малоуглового рассеяния, которые нельзя рассматривать независимыми [14].

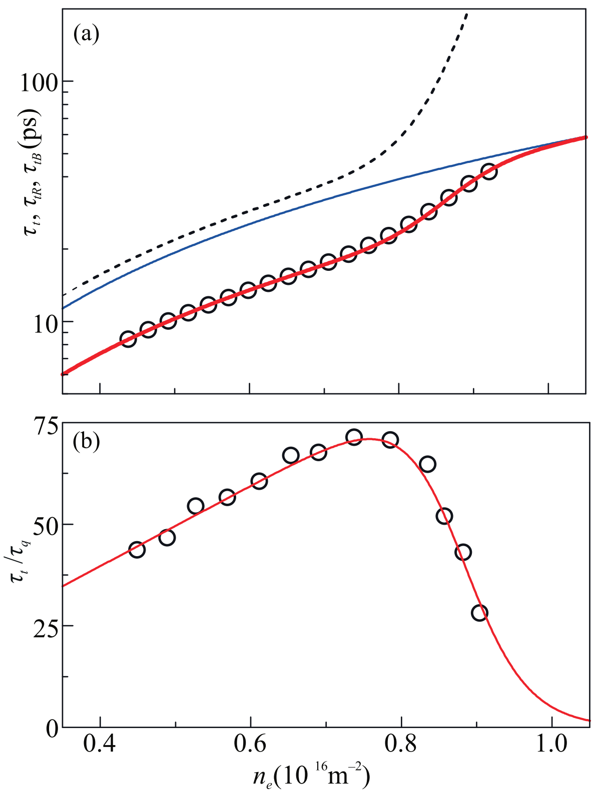

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости τ_t, τ_{tR} и τ_{tB} от n_e: окружности – экспериментальные данные при $T = 4.2$ К; пунктирная линия – расчет по формуле (4) для $n_R^* = n_{RI}^* \times f_{ab}$, где $n_{RI}^* = 9.28 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$; тонкая непрерывная линия – расчет по формуле (5) для $n_B = 2.83 \cdot 10^{21}$ м$^{-3}$; толстая непрерывная линия – расчет по формуле (3). (b) – Зависимости τ_{tr}/τ_q от n_e: окружности – экспериментальные данные при $T = 4.2$ К; непрерывная линия – расчет по формулам (3)–(7) для $n_R^* = n_{RI}^* \times f_{ab}$, где $n_{RI}^* = 9.28 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$ и $n_B = 2.83 \cdot 10^{21}$ м$^{-3}$

При $V_g = 0$ концентрация $n_{\mathrm{SdH}} \sim 10^{16}$ м$^{-2}$, а суммарная концентрация Si доноров в верхнем и нижнем δ-слоях $\sim 4 \cdot 10^{16}$ м$^{-2}$. В этом случае $f_{ab} = 0.25$. Однако для $V_g = 0$ из экспериментальной зависимости $\tau_q(n_e)$ следует, что $f_{ab} = 0.14$. Это различие мы также связываем с корреляцией многократных событий малоуглового рассеяния. Полученная величина $n_B \sim 3 \cdot 10^{21}$ м$^{-3}$ существенно выше, чем в образцах с $\mu > 1000$ м^2/Вс, для которых $n_B \leq 10^{20}$ м$^{-3}$, что указывает на “среднее качество” исследуемых образцов. Тем не менее, фоновая примесь в GaAs SQW с AlAs/GaAs SPSL барьерами практически не понижает τ_q 2D электронного газа с высокой n_e, что обусловлено подавлением случайного рассеивающего потенциала удаленных доноров X-электронами. Поэтому, несмотря на "среднюю" μ, селективно-легированные SQW с SPSL барьерами широко используются для изучения фундаментальных квантовых явлений в 2D системах с высокой n_e, в том числе и с несколькими заполненными энергетическими подзонами [19–22].

Таким образом, исследованы зависимости транспортного времени рассеяния τ_t, квантового времени жизни τ_q и их отношения τ_t/τ_q от концентрации 2D электронного газа n_e в селективно-легированных одиночных GaAs квантовых ямах с короткопериодными AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Экспериментальные данные анализировались в предположении, что τ_t в изучаемой 2D системе определяется рассеянием на удаленных ионизированных донорах с эффективной 2D концентрацией n_R^* и фоновых примесях с 3D концентрацией n_B, а τ_q определяется рассеянием лишь на удаленных ионизированных донорах. Предложено выражение для $n_R^*(n_e)$, учитывающее роль X-электронов в подавлении рассеяния на случайном потенциале удаленных ионизированных доноров. Используя выражение для $n_R^*(n_e)$, нам удалось разделить вклады в τ_t, обусловленные рассеянием на удаленных ионизированных донорах и фоновых примесях. Установлена роль фоновой примеси в процессах рассеяния 2D электронного газа в исследуемой селективно легированной GaAs SQW с AlAs/GaAs SPSL барьерами и получена ее оценочная величина. Предложенный подход анализа экспериментальных зависимостей τ_t, τ_q и их отношения τ_t/τ_q от концентрации 2D электронного газа позволяет также качественно объяснить падение τ_t/τ_q с ростом n_e, наблюдавшееся в работах [23, 24].

Авторы выражают благодарность Г. М. Минькову и В. А. Ткаченко за полезные обсуждения.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проекты # 18-02-00603 и 20-02-00309.

1. H. Stormer, R. Dingle, A. Gossard, W. Wiegmann, and M. Sturge, Solid State Commun. **29**, 705 (1979).
2. E. H. Hwang and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **77**, 235437 (2008).
3. Y. J. Chung, K. A. Villegas Rosales, K. W. Baldwin, K. W. West, M. Shayegan, and L. N. Pfeiffer, Phys. Rev. Materials **4**, 044003 (2020).
4. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
5. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **95**, 420 (2012).
6. M. Sammon, M. A. Zudov, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. Materials **2**, 064604 (2018).
7. M. Sammon, T. Chen, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. Materials **2**, 104001 (2018).
8. A. J. L. Poulter, J. Zeman, D. K. Maude, M. Potemski, G. Martinez, A. Riedel, R. Hey, and K. J. Friedland, Phys. Rev. Lett. **86**, 336 (2001).
9. A. A. Bykov, A. K. Bakarov, D. R. Islamov, and A. I. Toropov, JETP Lett. **84**, 391 (2006).
10. A. A. Bykov, I. S. Strygin, E. E. Rodyakina, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **108**, 121 (2018).
11. M. L. Savchenko, A. Shuvaev, I. A. Dmitriev, A. A. Bykov, A. K. Bakarov, Z. D. Kvon, and A. Pimenov, arXiv:2008.11114 (2020).
12. S. Das Sarma and Frank Stern, Phys. Rev. B **32**, 8442(R) (1985).
13. A. Gold, Phys. Rev. B **38**, 10798 (1988).
14. P. T. Coleridge, Phys. Rev. B **44**, 3793 (1991).
15. J. H. Davies, *The Physics of Low Dimensional Semiconductors*, Cambridge University Press, N.Y. (1997).
16. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, Rev. Mod. Phys. **84**, 1709 (2012).
17. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. B **90**, 035425 (2014).
18. S. Peters, L. Tiemann, C. Reichl, S. Falt, W. Dietsche, and W. Wegscheider, Appl. Phys. Lett. **110**, 042106 (2017).
19. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, I. V. Marchishin, D. V. Nomokonov, A. K. Bakarov, S. Abedi, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **109**, 400 (2019).
20. A. A. Dmitriev, I. L. Drichko, I. Yu. Smirnov, A. K. Bakarov, and A. A. Bykov, JETP Lett. **110**, 68 (2019).
21. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, E. E. Rodyakina, D. V. Nomokonov, I. V. Marchishin, S. Abedi, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **110**, 672 (2019).
22. И. Л. Дричко, И. Ю. Смирнов, А. К. Бакаров, А. А. Быков, А. А. Дмитриев, Ю. М. Гальперин, Письма в ЖЭТФ **112**, 54 (2020).
23. R. G. Mani and J. R. Anderson, Phys. Rev. B **37**, 4299(R) (1988).
24. T.-M. Chen, C.-T. Liang, M. Y. Simmons, G.-H. Kim, and D. A. Ritchie, Physica E **22**, 312 (2004).