Квантовое магнетосопротивление высокоподвижного двумерного электронного газа с анизотропной проводимостью в мостиках Холла и дисках Корбино

© А.А. Быков[1], Д.В. Номоконов[1,¶], И.А. Бетке[1,2], А.К. Бакаров[1]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия
[2] Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия
¶ E-mail: nomokonov@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 6 мая 2026 г.
В окончательной редакции 15 мая 2026 г.
Принята к публикации 15 июня 2026 г.

Исследовано магнетосопротивление высокоподвижного двумерного электронного газа с анизотропной проводимостью в мостиках Холла и дисках Корбино при температуре $T = 4.2$ K в магнитных полях $B < 1$ Тл. В изучаемой селективно-легированной GaAs/AlAs-гетероструктуре, выращенной на (001) GaAs-подложке, подвижности в кристаллографических направлениях $[\bar{1}10]$ и [110] отличались в 1.7 раза. Предложены подгоночные функции для расчета квантового положительного магнетосопротивления в мостиках Холла, ориентированных в направлениях $[\bar{1}10]$ и [110], и квантового отрицательного магнетосопротивления в анизотропных дисках Корбино. Показано, что в исследуемой двумерной электронной системе с анизотропной подвижностью квантовое время жизни является эффективно изотропным.

Ключевые слова: квантовое магнетосопротивление, анизотропная проводимость, сверхрешеточное легирование.

DOI: 10.61011/FTP.2026.03.63586.9797

1. Введение

В настоящее время наиболее совершенной двумерной (2D) электронной системой является GaAs-квантовая яма с модулированным сверхрешеточным легированием [1]. Влияние случайного рассеивающего потенциала удаленной легирующей примеси в такой гетероструктуре подавляется не только пространственным разделением слоев легирования и электронного транспорта, но и экранировкой X-электронами, локализованными в короткопериодных AlAs/GaAs-сверхрешетках [2,3]. Модулированное сверхрешеточное легирование используется не только для выращивания гетероструктур GaAs/AlGaAs с рекордно высокой подвижностью (μ) ($\mu = 5700\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) и относительно низкой концентрацией ($n = 1.55 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$) 2D электронного газа [1], но и для синтеза гетероструктур GaAs/AlAs с одновременно высокими $\mu = 120\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $n = 1.5 \cdot 10^{16}\,\text{м}^{-2}$ [2].

В той или иной степени проводимость (σ) 2D электронного газа в GaAs/AlGaAs-гетероструктурах с высокой подвижностью, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на (100) GaAs-подложках, является анизотропной. Физической причиной, приводящей к анизотропии проводимости в таких гетероструктурах, является рассеяние на вытянутых вдоль кристаллографического направления шероховатостях гетерограниц. Рассеяние электронов 2D электронного газа на анизотропных шероховатостях приводит к тому, что максимальная проводимость наблюдается в кристаллографическом направлении $[\bar{1}10]$, а минимальная — в направлении [110]. Анизотропное рассеяние на шероховатостях гетерограниц [4] проявляется не только в высокоподвижных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, но и в гетероструктурах GaAs/AlAs [5–8].

Для экспериментального изучения магнетотранспорта высокоподвижного 2D электронного газа с анизотропной проводимостью ($\sigma_{xx} \neq \sigma_{yy}$) в гетероструктурах GaAs/AlAs преимущественно используются мостики Холла [5–8], ориентированные в кристаллографических направлениях [110] и $[\bar{1}10]$. Схематическое изображение мостика для таких исследований приведено на вставке к рис. 1. Измеряемые при помощи таких холловских мостиков компоненты тензора удельного сопротивления ($\rho_{xx}, \rho_{yy}, \rho_{xy}$) позволяют вычислить компоненты тензора проводимости по известным формулам: $\sigma_{xx} = \rho_{yy}/(\rho_{xx}\rho_{yy} + \rho_{xy}^2)$; $\sigma_{yy} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}\rho_{yy} + \rho_{xy}^2)$; $\sigma_{xy} = \rho_{yx}/(\rho_{xx}\rho_{yy} + \rho_{xy}^2)$.

В высокоподвижных 2D электронных системах процессы рассеяния носителей заряда характеризуются не только величиной подвижности μ, но еще и квантовым временем жизни (τ_q). Подвижность определяется преимущественно процессами рассеяния электронов на большие углы, а τ_q — на все углы. В селективно-легированных гетеростуктурах GaAs/AlAs τ_q определяется главным образом рассеянием на ионизованных донорах удаленной легирующей примеси [2,3,7,8]. В таких системах с преобладанием малоуглового рассеяния теория предсказывает квантовое положительное маг-

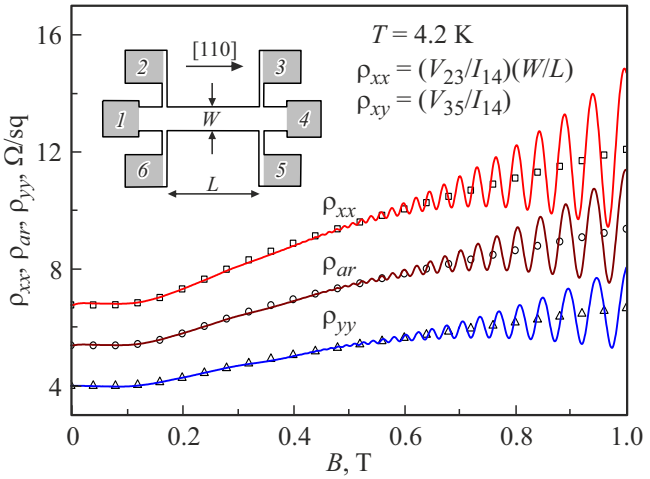


Рис. 1. Экспериментальные зависимости удельного сопротивления 2D электронного газа ρ_{xx}, ρ_{yy} от B, измеренные на мостиках Холла, ориентированных в кристаллографических направлениях [110] и [$\bar{1}$10], а также зависимость их средней величины $\rho_{ar} = (\rho_{xx} + \rho_{yy})/2$ от B — сплошные линии. Символы — зависимости, рассчитанные по формулам (3), (4) и (5): $\rho_{qxx} = 4.4$ Ом, $\tau_{qxx} = 4.1$ пс, $\rho_{qar} = 3.3$ Ом, $\tau_{qar} = 4.1$ пс, $\rho_{qyy} = 2.2$ Ом, $\tau_{qyy} = 4.1$ пс. На вставке схематически изображен мостик Холла, ориентированный в направлении [110]: *1*–*6* — контакты к 2D электронному газу.

нетосопротивление (МС) [9]. Явление квантового положительного МС имеет квантово-интерференционную природу. Известно, что особый вклад в интерференцию квантовых амплитуд рассеяния имеют замкнутые траектории электронов. Причина квантового положительного МС состоит в том, что из-за кругового движения в магнитном поле электрон может многократно возвращаться к одному и тому же примесному центру, тем самым увеличивая общую амплитуду рассеяния. Согласно теории [9], чем сильнее магнитное поле B, тем больше вероятность того, что электрон вернется к одному и тому же центру рассеяния. Таким образом, скорость рассеяния увеличивается с ростом поля B, что приводит к положительному МС.

Хорошее согласие теории квантового положительного МС с экспериментом достигается при использовании следующей подгоночной функции [10,11]:

$$\rho_d = \rho_0 + 2\rho_q[\exp(-2\pi/\omega_c\tau_q) + (1 - 2\pi/\omega_c\tau_q)^2 \exp(-4\pi/\omega_c\tau_q)], \qquad (1)$$

где ρ_d — диссипативное сопротивление, $\rho_0 = \rho_d(B = 0)$, ρ_q — дополнительный подгоночный параметр, $\omega_c = eB/m^*$, m^* — эффективная масса электрона. Введение в работе [10] дополнительного параметра по сравнению с единым параметром ρ_0 теории [9] обосновывается необходимостью учета имеющихся в реальности механизмов рассеяния на большие углы. В соответствии с этим сопротивление ρ_0 включает в себя вклад всех актов рассеяния, ответственных за имеющуюся величину сопротивления в нулевом поле, а ρ_q включает вклад только процессов малоуглового рассеяния, ответственных за появление квантового положительного МС. Возможное влияние анизотропии подвижности μ на квантовое положительное МС высокоподвижного 2D электронного газа в мостиках Холла, ориентированных в различных кристаллографических направлениях, до сих пор не изучалось. Насколько известно авторам, квантовое МС 2D электронного газа с анизотропной проводимостью не исследовалось также и в дисках Корбино.

Схематическое изображение диска Корбино приведено на вставке к рис. 2. Серым цветом изображены контакты *1* и *2* к 2D электронному газу. В эксперименте при помощи такого диска Корбино измеряется двухтерминальное сопротивление (R_{12}): $R_{12} = 1/G_{12} = V_{12}/I_{12}$, где I_{12} — ток, протекающий между контактами *1* и *2*, а V_{12} — напряжение между ними, G_{12} — проводимость. Измеряемое сопротивление $R_{12} = (V_{1a} + V_{ab} + V_{b2})/I_{12}$, где $(V_{1a} + V_{b2})/I_{12} = R_{\text{cont}}$ — сопротивление между 2D электронным газом и контактами, а $V_{ab}/I_{12} = 1/G_{rr} = R_{rr}$ — сопротивление области 2D электронного газа в диске Корбино.

В изотропном диске Корбино ($\sigma_{rr} = \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$) радиальная компонента удельной проводимости выражается соотношением: $\sigma_{rr} = \gamma G_{rr} = \gamma/R_{rr}$, где $\gamma = \ln(b/a)/2\pi$. Геометрия диска Корбино в сравнении с мостиком Холла менее универсальна, поскольку она позволяет измерять лишь диагональную компоненту тензора изотропной удельной проводимости.

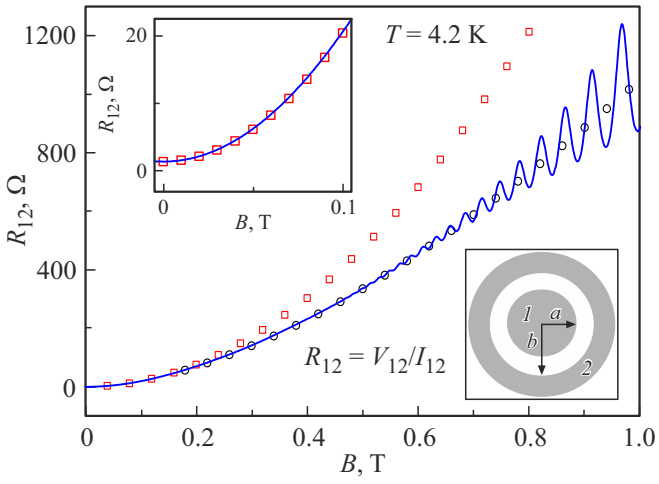


Рис. 2. Зависимость $R_{12}(B)$, измеренная на GaAs/AlAs диске Корбино — сплошная линия. Квадраты — зависимость $R_{12}(B)$, рассчитанная по формуле: $R_{12}(B) = R_{12}(0) + MB^2$, где $M = \gamma\mu_{0g}^2/en\mu_{0ar} = 1893$ Ом/Тл^2. Окружности — зависимость $R_{12}(B)$, рассчитанная по формуле (6): $\rho_{qrr} = 3.6$ Ом, $\tau_{qrr} = 4.1$ пс. На верхней вставке изображены экспериментальная и расчетная зависимости $R_{12}(B)$ в магнитном поле $B < 0.1$ Тл. На нижней вставке схематически изображен диск Корбино: *1* и *2* — контакты к 2D электронному газу, a и b — внутренний и внешний радиусы диска Корбино.

В диске Корбино с высокоподвижным 2D электронным газом положительное геометрическое МС быстро растет с магнитным полем и относительный вклад контактного сопротивления становится все более малым. В достаточно сильных магнитных полях, когда $R_{\text{cont}} \ll R_{rr}$, можно считать, что величина $\sigma_{rr} = \gamma/R_{rr} \approx \gamma/R_{12}$. В слабых магнитных полях возможна ситуация, когда $R_{\text{cont}} > R_{rr}$. В этом случае надо учитывать вклад контактного сопротивления и тогда $\sigma_{rr} = \gamma/(R_{12} - R_{\text{cont}})$. Таким образом, для определения σ_{rr} необходимо знать не только величину R_{12}, но и R_{cont}. При этом величина R_{cont} может зависеть от магнитного поля. В слабом магнитном поле зависимостью R_{cont} от B можно пренебречь, а удельную проводимость в изотропном случае записать в виде

$$\sigma_{rr}(B) = en\mu_0/(1 + \mu_0^2 B^2),$$

где $\mu_0 = \mu_{0xx} = \mu_{0yy}$ — диагональные компоненты тензора подвижности в нулевом магнитном поле. В этом случае зависимость R_{rr} от B принимает простую форму: $R_{rr}(B) = \gamma(1 + \mu_0^2 B^2)/en\mu_0$. В случае если R_{cont} не зависит от B, разность $\Delta R_{12}(B) = R_{12}(B) - R_{12}(0)$ определяется только величинами n и μ_0: $\Delta R_{12}(B) = MB^2$, где $M = \gamma\mu_0/en$ [12,13].

Расчет классической магнетопроводимости 2D электронного газа с анизотропной подвижностью μ в дисках Корбино был сделан в работе [12]. В анизотропном диске Корбино в отличие от изотропного диска величина удельной проводимости σ_{rr} зависит от θ — угла, под которым направлено радиальное электрическое поле, приложенное к 2D электронному газу. Это необходимо учитывать при расчете полной проводимости диска G_{rr}, которая является интегральной величиной и содержит вклады от разных направлений протекания тока. Кроме того, нужно учитывать вклады остальных компонент тензора проводимости. В анизотропном диске Корбино величина σ_r, определяемая как $\sigma_r = \gamma G_{rr} = \gamma/R_{rr}$, имеет смысл эффективной радиальной компоненты удельной проводимости, соответствующей эквивалентному изотропному диску Корбино с той же величиной геометрического фактора γ. Теоретически было показано, что в анизотропном диске Корбино в сильных магнитных полях ($B \gg |\mu_{0xx} - \mu_{0yy}|/2\mu_{0xx}\mu_{0yy}$) проводимость $\sigma_r(B)$ следует средней проводимости $\sigma_{ar}(B) = [\sigma_{xx}(B) + \sigma_{yy}(B)]/2$. В слабых магнитных полях теория предсказывает отклонение σ_r от σ_{ar}, величина которого зависит от отношения a/b и величины анизотропии μ_{0yy}/μ_{0xx} [12].

В условиях классического анизотропного транспорта зависимость средней проводимости от магнитного поля определяется соотношением

$$\sigma_{ar}(B) = en\mu_{0ar}/(1 + \mu_{0g}^2 B^2),$$

где $\mu_{0ar} = (\mu_{0xx} + \mu_{0yy})/2$, а $\mu_{0g} = (\mu_{0xx}\mu_{0yy})^{1/2}$. Расчет показывает, что в дисках Корбино при величине отношения $\mu_{0yy}/\mu_{0xx} < 1.7$ и отношении $a/b > 0.9$ кривая $\sigma_r(B)$ следует зависимости средней проводимости $\sigma_{ar}(B)$ с отклонением $< 1\,\%$ [12]. В этом случае классическое (геометрическое) МС в „узком“ анизотропном диске Корбино будет описываться следующим соотношением:

$$R_{rr}(B) \approx \gamma(1 + \mu_{0g}^2 B^2)/en\mu_{0ar}. \qquad (2)$$

Диски Корбино благодаря своей топологии позволяют получать результаты, которые нельзя получить в геометрии мостика Холла. Например, диски Корбино широко использовались для исследования квантового эффекта Холла [14,15] и явлений, возникающих в 2D электронных системах при больших факторах заполнения под действием микроволнового излучения или постоянного электрического поля [16,17]. Настоящая работа направлена на изучение квантового магнетосопротивления (МС) высокоподвижного 2D электронного газа с анизотропной проводимостью в GaAs/AlAs мостиках Холла и дисках Корбино. Актуальность таких исследований в последнее время обусловлена также широким использованием дисков Корбино для изучения эффектов вязкости в магнетотранспорте в 2D электронных системах [18–21].

2. Эксперимент

Исследуемая в работе гетероструктура представляла собой GaAs-квантовую яму с короткопериодными AlAs/GaAs-сверхрешеточными барьерами [2,8]. Ширина квантовой ямы составляла 13 нм. Структура выращивалась методом МЛЭ на (100) GaAs-подложке. Выращенная структура диаметром 51 мм делилась на 4 одинаковые части. Скрайбирование проводилось вдоль направлений $[\bar{1}10]$ и [110]. Первая „четвертинка“ использовалась для экспрессных измерений μ и n методом Ван дер Пау. На двух других изготавливались мостики Холла, ориентированные вдоль направлений $[\bar{1}10]$ и [110]. Четвертая часть использовалась для изготовления дисков Корбино. Диски Корбино и мостики Холла изготавливались с использованием оптической литографии. В качестве омических контактов использовалась AuGe-эвтектика. Внутренний радиус дисков Корбино составлял $a = 0.9$, а внешний — $b = 1$ мм. Мостики имели ширину $W = 50$ мкм и длину $L = 250$ мкм. Направление $[\bar{1}10]$, в котором подвижность максимальна, в наших обозначениях соответствует оси y.

Исследования проводились при температуре $T = 4.2$ K в магнитных полях $B < 1$ Тл. Измерения проводились на трех парах мостиков Холла, ориентированных вдоль направлений $[\bar{1}10]$ и [110], и трех дисках Корбино. На всех изучаемых образцах были получены качественно похожие результаты. В работе приводятся данные для одной пары мостиков Холла и одного диска Корбино с наиболее близкими концентрациями. Концентрация 2D электронного газа и подвижности в нулевом магнитном поле при температуре 4.2 K составляли: $n \approx 8.0 \cdot 10^{15}$ м$^{-2}$,

$\mu_{xx}(B=0)=\mu_{0xx}\approx 115\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для мостика, ориентированного в направлении [110], и $n\approx 8.0\cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$, $\mu_{yy}(B=0)=\mu_{0yy}\approx 195\,\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ для мостика в направлении $[\bar{1}10]$. Концентрация 2D электронного газа в диске Корбино составляла $n\approx 7.9\cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$.

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показано, что зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$ качественно похожи. В диапазоне $0<B<0.1\,\text{Тл}$ величины удельных сопротивлений слабо зависят от магнитного поля $\rho_{xx}\approx\rho_{0xx}$, $\rho_{yy}\approx\rho_{0yy}$. Такое поведение указывает на классический характер транспорта электронов 2D электронного газа, что позволяет описывать зависимости $\sigma_{xx}(B)$ и $\sigma_{yy}(B)$ в области $B<0.1\,\text{Тл}$ в рамках модели Друде. В полях $B>0.1\,\text{Тл}$ в зависимостях $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$ наблюдается положительное МС, которое в полях $B>0.5\,\text{Тл}$ сосуществует с осцилляциями Шубникова–де Гааза (ШдГ). Частоты осцилляций ШдГ ($f_{\text{SdH}}=2hn/e$) в зависимостях $\rho_{xx}(1/B)$ и $\rho_{yy}(1/B)$ приблизительно равны и соответствуют концентрации 2D электронного газа, вычисленной из соотношения $\rho_{xy}(B)=B/en$.

Приведенные на рис. 1 расчетные зависимости квантового положительного МС демонстрируют хорошее согласие с экспериментом. Расчеты проводились по следующим подгоночным формулам:

$$\rho_{xx}=\rho_{0xx}+2\rho_{qxx}[\exp(-2\pi/\omega_c\tau_{qxx})+(1-2\pi/\omega_c\tau_{qxx})^2\exp(-4\pi/\omega_c\tau_{qxx})], \quad (3)$$

$$\rho_{yy}=\rho_{0yy}+2\rho_{qyy}[\exp(-2\pi/\omega_c\tau_{qyy})+(1-2\pi/\omega_c\tau_{qyy})^2\exp(-4\pi/\omega_c\tau_{qyy})], \quad (4)$$

$$\rho_{ar}=\rho_{0ar}+2\rho_{qar}[\exp(-2\pi/\omega_c\tau_{qar})+(1-2\pi/\omega_c\tau_{qar})^2\exp(-4\pi/\omega_c\tau_{qar})]. \quad (5)$$

Были получены следующие величины подгоночных параметров: $\tau_{qyy}=\tau_{qxx}=\tau_{qar}=4.1\,\text{пс}$, $\rho_{qxx}=4.4\,\text{Ом}$, $\rho_{qar}=3.3\,\text{Ом}$ и $\rho_{qyy}=2.2\,\text{Ом}$.

Экспериментальная зависимость сопротивления $R_{12}(B)$, приведенная на рис. 2, демонстрирует положительное МС, которое в полях $B>0.5\,\text{Тл}$ сосуществует с осцилляциями ШдГ. В двухтерминальном МС диска Корбино осцилляции ШдГ идут в противофазе в сравнении с осцилляциями в $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{yy}(B)$. Тем не менее частота осцилляций ШдГ на зависимости $R_{12}(1/B)$ позволяет вычислять плотность 2D электронного газа по формуле: $n=(e/2h)f_{\text{SdH}}$. На вставке показано, что экспериментальная зависимость $R_{12}(B)$ в области $B<0.1\,\text{Тл}$ хорошо описывается формулой: $R_{12}(B)=R_{12}(0)+(\gamma\mu_{0g}^2/en\mu_{0ar})B^2$. Эта формула следует из соотношения (2). В полях $>0.1\,\text{Тл}$ экспериментальная зависимость $R_{12}(B)$ идет ниже геометрического МС. Такое поведение обусловлено вкладом квантового МС, которое в диске Корбино имеет отрицательный знак. В сильных магнитных полях $\sigma_{ar}\approx\rho_{ar}/\rho_{xy}^2$. В условиях, когда $R_{\text{cont}}\ll R_{rr}$, сопротивление $R_{12}\approx\gamma\rho_{xy}^2/\rho_{ar}$. Используя формулу (5), получим подгоночную функцию для R_{12}, учитывающую квантовое МС:

$$R_{12}\approx\gamma\rho_{xy}^2/[\rho_{0ar}+2\rho_{qrr}(e^{-\alpha}+(1-\alpha)^2e^{-2\alpha})], \quad (6)$$

где $\alpha\equiv 2\pi/\omega_c\tau_{qrr}$. Наблюдается хорошее согласие расчетной зависимости $R_{12}(B)$ с экспериментом для следующих подгоночных параметров: $\rho_{qrr}=3.6\,\text{Ом}$, $\tau_{qrr}=4.1\,\text{пс}$.

Полученные данные позволяют сделать вывод о том, что квантовое время τ_q в исследуемой 2D электронной системе с анизотропной подвижностью μ является изотропным. Такой вывод согласуется с результатами определения τ_q в гетероструктурах GaAs/AlAs при помощи анализа осцилляций ШдГ [7]. Методы определения τ_q, базирующиеся на эффекте ШдГ и на квантовом МС, имеют определенные отличия. Анализ квантового МС в отличие от анализа осцилляций ШдГ позволяет определять τ_q в более широком диапазоне температур [10]. Кроме того, неоднородное уширение уровней Ландау, которое усложняет определение τ_q при помощи эффекта ШдГ [22,23], практически не влияет на квантовое МС [9,10]. Эффективная изотропия τ_q обусловлена усреднением результатов индивидуальных актов рассеяния при движении электронов по циклотронным орбитам [7].

В исследуемых образцах величина подвижности μ ограничивается процессами рассеяния на удаленных ионизованных примесях, фоновых примесях и дефектах, и шероховатостях гетерограниц. В гетероструктурах GaAs/AlAs удаленные примеси или дефекты могут выстраиваться в цепочки вдоль определенных кристаллографических осей. Границы раздела между различными слоями, как правило, имеют анизотропную шероховатость — террасы и островки, вытянутые в одном из направлений [4–6]. Анизотропия μ указывает на то, что рассеивающий потенциал в изучаемой гетероструктуре вытянут вдоль направления $[\bar{1}10]$. В этом случае μ и τ_q не являются скалярными величинами. Теория квантового положительного МС в 2D электронных системах с анизотропным рассеивающим потенциалом в настоящее время отсутствует.

В наших образцах рассеяние на удаленных примесях ограничивает величину подвижности μ слабее, чем рассеяние на фоновых примесях [24] и шероховатостях гетерограниц [5,6]. При этом величина ρ_0 определяется всеми механизмами рассеяния, а ρ_q только рассеянием на удаленных примесях. Это приводит к тому, что $\rho_q<\rho_0$. Величина отличия ρ_q от ρ_0 определяется тем, как в реальной структуре соотносятся вклады малоуглового рассеяния и рассеяния на большие углы. Имеющаяся в нашем случае величина отношения $\rho_{0xx}/\rho_{qxx}\sim 1.6$ и $\rho_{0yy}/\rho_{qyy}\sim 1.8$ хорошо согласуется с тем, что в наших GaAs/AlAs-гетероструктурах транспортное время

рассеяния на удаленных примесях сравнимо с транспортным временем рассеяния на фоновых примесях [24]. Величины $\rho_{qar} = 3.3$ Ом и $\rho_{qrr} = 3.6$ Ом, полученные из сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей, отличаются на $\sim 9\%$. Такое расхождение, с нашей точки зрения, указывает на то, что ρ_{qrr} в диске Корбино не является в точности среднеарифметической величиной ρ_{qxx} и ρ_{qyy}. Несмотря на это, мы считаем, что метод определения τ_q, базирующийся на анализе квантового МС в анизотропных дисках Корбино, позволяет определять τ_q с точностью $\sim 10\,\%$.

4. Заключение

Таким образом, в работе исследован магнетотранспорт 2D электронного газа с анизотропной подвижностью в селективно-легированной одиночной GaAs-квантовой яме с короткопериодными GaAs/AlAs-сверхрешеточными барьерами. Анизотропия подвижности в изучаемой гетероструктуре составляла $\mu_{0yy}/\mu_{0xx} \approx 1.7$. Для анализа экспериментальных данных, полученных при помощи мостиков Холла и дисков Корбино, использовались подгоночные функции, адаптированные для 2D электронной системы с анизотропной подвижностью. Установлено, что квантовое времена жизни, измеренное при помощи квантового МС на мостиках Холла, ориентированных вдоль направлений $[\bar{1}10]$ и $[110]$, и в анизотропных дисках Корбино является эффективно изотропным.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Y.J. Chung, A. Gupta, K.W. Baldwin, K.W. West, M. Shayegan, L.N. Pfeiffer. Phys. Rev. B, **106**, 075134 (2022). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.075134

[2] K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **77**, 4616 (1996). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4616

[3] M. Sammon, M.A. Zudov, B.I. Shklovskii. Phys. Rev. Mater., **2**, 064604 (2018). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevMaterials.2.064604

[4] Y. Tokura, T. Saku, S. Tarucha, Y. Horikoshi. Phys. Rev. B, **46**, 15558 (1992). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.15558

[5] А.А. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, А.В. Латышев, А.И. Торопов. Письма ЖЭТФ, **74**, 182 (2001). [JETP Lett., **74**, 164 (2001)]. https://doi.org/10.1134/1.1410222

[6] K.-J. Friedland, R. Hey, O. Bierwagen, H. Kostial, Y. Hirayama, K.H. Ploog. Physica E, **13**, 642 (2002). https://doi.org/10.1016/S1386-9477(02)00207-2

[7] Д.В. Номоконов, А.К. Бакаров, А.А. Быков. ФТП, **57**, 102 (2023). DOI: 10.21883/FTP.2023.02.55329.4459

[8] А.А. Быков, Д.В. Номоконов, А.В. Горан, И.С. Стрыгин, И.В. Марчишин, А.К. Бакаров. ФТП, **57**, 181 (2023). DOI: 10.21883/FTP.2023.03.55630.4840

[9] M.G. Vavilov, I.L. Aleiner. Phys. Rev. B, **69**, 035303 (2004). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.035303

[10] S. Dietrich, S. Vitkalov, D.V. Dmitriev, A.A. Bykov. Phys. Rev. B, **85**, 115312 (2012). DOI: https://doi.org/ 10.1103/PhysRevB.85.115312

[11] I.A. Betke, I.S. Strygin, E.A. Kolosovsky, A.A. Bykov. St. Petersburg State Polytechnical University J. Phys. Math., **18**, 67 (2025). DOI: https://doi.org/10.18721/JPM.181.111

[12] D.V. Nomokonov, A.V. Goran, A.A. Bykov. J. Appl. Phys., **125**, 164301 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5085932

[13] M. Kamada, V. Gall, J. Sarkar, M. Kumar, A. Laitinen, I. Gornyi, P. Hakonen. Phys. Rev. B, **104**, 115432 (2021). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.115432

[14] V.T. Dolgopolov, N.B. Zhitenev, A.A. Shashkin. JETP Lett., **52**, 196 (1990).

[15] V.T. Dolgopolov, A.A. Shashkin, N.B. Zhitenev, S.I. Dorozhkin, K. von Klitzing. Phys. Rev. B, **46**, 12560 (1992). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.12560

[16] A.A. Bykov, I.V. Marchishin, A.V. Goran, D.V. Dmitriev. Appl. Phys. Lett., **97**, 082107 (2010). https://doi.org/10.1063/1.3483765

[17] A.A. Bykov, D.V. Dmitriev, I.V. Marchishin, S. Byrnes, S.A. Vitkalov. Appl. Phys. Lett., **100**, 251602 (2012). https://doi.org/10.1063/1.4729590

[18] V. Gall, B.N. Narozhny, I.V. Gornyi. Phys. Rev. B, **107**, 235401 (2023). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.107.235401

[19] V. Gall, B.N. Narozhny, I.V. Gornyi. Phys. Rev. B, **107**, 045413 (2023). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.107.045413

[20] R. Afrose, A.C. Keser, O.P. Sushkov, S. Adam. Phys. Rev. B, **110**, 125409 (2024). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.125409

[21] I. Yudhistira, R. Afrose, S. Adam. Phys. Rev. B, **111**, 085433 (2025). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.111.085433

[22] С.Д. Быстров, А.М. Крещук, Ле Туан, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, А.Я. Шик. ФТП, **28**, 91 (1994). [Semiconductors **28**, 55 (1994)].

[23] Q. Qian, J. Nakamura, S. Fallahi, G.C. Gardner, J.D. Watson, S. Luscher, J.A. Folk, G.A. Csathy, M.J. Manfra. Phys. Rev. B, **96**, 035309 (2017). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.035309

[24] А.А. Быков, И.С. Стрыгин, А.В. Горан, Д.В. Номоконов, А.К. Бакаров. Письма ЖЭТФ, **112**, 475 (2020). [JETP Lett., **112**, 437 (2020)]. https://doi.org/10.1134/S0021364020190054

Редактор Г.А. Оганесян

Quantum magnetoresistance of high-mobility 2D electron gas with anisotropic conductivity in Hall bars and Corbino disks

A.A. Bykov[1], *D.V. Nomokonov*[1], *I.A. Betke*[1,2], *A.K. Bakarov*[1]

[1] Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia
[2] Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Magnetoresistivity of high-mobility 2D electron gas with anisotropic conductivity in Hall bars and Corbino disks had been studied at temperature $T = 4.2\,\mathrm{K}$ in magnetic fields $B < 1\,\mathrm{T}$. Selectively doped GaAs/AlAs heterostructure under study had been grown on (001) GaAs substrate and had mobilities in crystallographic directions $[\bar{1}10]$ and $[110]$ that differ by a factor of 1.7. Fitting functions for the calculation of quantum positive magnetoresistance in Hall bars directed along $[\bar{1}10]$ and $[110]$ axes and quantum negative magnetoresistance in anisotropic Corbino discs had been suggested. It was demonstrated that in 2D electron system with anisotropic mobility being investigated the quantum lifetime is effectively isotropic.