

Особенности микроволнового фотоконтактанса квантового точечного контакта

© Н.С. Кузьмин^{1,2}, А.С. Ярошевич^{1,¶}, З.Д. Квон^{1,2}, В.А. Ткаченко^{1,2}, А.К. Бакаров¹, Е.Е. Родякина^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

¶ E-mail: jarosh@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 30 июня 2023 г.

В окончательной редакции 28 августа 2023 г.

Принята к публикации 7 сентября 2023 г.

Проведено экспериментальное исследование микроволнового фотоконтактанса квантового точечного контакта как в туннельном, так и открытом режимах. Установлено, что его поведение характеризуется целым рядом особенностей (смена знака при переходе от туннельного к открытому режиму, появление ступенчатой структуры и различная ширина области гигантского фотоконтактанса), возникновение которых определяется конкретной реализацией электростатического потенциала, зависящей как от технологически заданной структуры выращиваемых квантовых ям с двумерным электронным газом, так и от процедуры охлаждения образца.

Ключевые слова: наноструктуры, двумерный электронный газ, квантовый точечный контакт, фотоконтактанс.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56335.136

1. Введение

Квантовые точечные контакты (КТК), вошедшие в обиход физики низкоразмерных электронных систем более 30 лет назад [1,2], давно стали предметом не только многочисленных обзоров [3–6], но и учебников [7]. В последнее время особую актуальность приобрело экспериментальное и теоретическое изучение отклика квантового точечного контакта на воздействие микроволнового и терагерцового излучения, так как КТК оказался прекрасной модельной системой для исследования квантового прохождения электронных волн через одиночный барьер в поле электромагнитного излучения и, в частности, фотонно-стимулированного туннелирования (ФСТ) [8–11]. В рамках теории ФСТ были предсказаны многие резонансные эффекты на зависимостях от энергии коэффициентов прохождения электрона через различные наноструктуры в высокочастотных (ВЧ) полях светового, ИК, терагерцового и микроволнового диапазонов [12–21]. Следует отметить, что наиболее физически простой случай одиночного плавного барьера в перечисленных работах не рассматривался. В важной для понимания физики фотонно-стимулированного транспорта (ФСТ) через туннельный барьер в работе [22] рассматривался только прямоугольный барьер. Речь идет о потенциале, который был предложен еще в годы рождения квантовой механики Экартом [23] и имеющем простой аналитический вид $U(x) = U_0/\text{ch}^2(x/W)$. Как хорошо известно [24], в таком потенциале нет квазиуровней, надбарьерных резонансов и резонансных пиков в коэффициенте прохожде-

ния $D(E)$. Первые численные расчеты показали, что фотонно-стимулированное туннелирование через барьер Экарта в силу его плавной формы и конечной высоты происходит иначе, чем в случае высокого прямоугольного барьера. Исследование ФСТ в таком простом потенциале стало особенно интересным после создания квантового точечного контакта на основе двумерного электронного газа (ДЭГ) и открытия в нем квантования контактанса. Результаты численного моделирования электростатики КТК показывают, что форма барьера, через который летят электроны, близка к потенциалу Экарта. Экспериментально фотоотклик КТК ранее исследовался, но измерения ограничивались главным образом открытым $G \geq e^2/h$ и субпороговым $G < e^2/h$ режимами прохождения и ориентацией терагерцового поля поперек тока, чтобы наблюдать эффекты межподзонного возбуждения. Было обнаружено небольшое влияние терагерцовых полей на квантование контактанса КТК, которое объяснялось либо эффектами выпрямления, либо нагревом ДЭГ при поглощении излучения. Ситуация изменилась принципиальным образом, когда был обнаружен гигантский микроволновый [8] и терагерцовый [9] фотоконтактанс КТК в туннельном режиме, и экспериментальное и теоретическое исследование отклика КТК на микроволновое и терагерцовое излучение получило новый импульс [25–27,10]. Основной задачей данной работы является экспериментальное исследование особенностей микроволнового фотоконтактанса КТК в ситуации, когда они изготавливаются на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур и AlGaAs/GaAs/AlGaAs

квантовых ям, имеющих различную структуру составляющих их примесных и полупроводниковых слоев с целью ответа на вопрос: является ли микроволновый и терагерцовый отклик реального КТК универсальным и описываемым модельным потенциалом Эккарта или существуют особенности в его поведении, зависящие, как от технологии его изготовления, так и от конкретной экспериментальной ситуации.

2. Результаты и обсуждение

Для решения поставленной задачи в работе было исследован микроволновый фотоконтактанс (ФК) квантовых точечных контактов, изготовленных на основе трех различных типов структур с двумерным электронным газом (ДЭГ): 1) одиночный гетеропереход AlGaAs/GaAs с двумя δ -легирующими слоями в AlGaAs, 2) одиночный гетеропереход AlGaAs/GaAs со сложной сверхрешеточной структурой легирующих слоев в AlGaAs барьере и 3) двойной гетеропереход AlGaAs/GaAs/ALGaAs с GaAs квантовой ямой, с такой же структурой легирующих слоев в AlGaAs барьерах, как во втором случае (рис. 1). Концентрация электронов N_s , их подвижность μ и соответствующая длина свободного пробега l были для ДЭГ первой группы структур:

$$N_s = (3-4) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2},$$

$$\mu = (2-3) \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad l = (2-3) \mu\text{m};$$

для ДЭГ второй группы:

$$N_s = (2-3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2},$$

$$\mu = (1-2) \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad l = (5-10) \mu\text{m}$$

и для ДЭГ третьей группы:

$$N_s = (7-8) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2},$$

$$\mu = (1-2) \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}, \quad l = (20-30) \mu\text{m}.$$

КТК изготавливались по технологии расщепленного затвора, размещавшегося между потенциометрическими контактами холловского мостика, с помощью взрывной электронной литографии по Au/Al (см. вставку к рис. 2, a). СВЧ-излучение с частотой 2.44 GHz подводилось к холловской структуре сбоку по коаксиальному кабелю, который располагался в нескольких миллиметрах от исследуемой структуры, а экран кабеля был заземлен вместе с одним из токовых контактов к ДЭГ. В эксперименте для проверки отсутствия паразитных эффектов была также использована схема, когда токовый и потенциометрические контакты были шунтированы по высокой частоте конденсаторами. Эта схема давала такой же фотоотклик. Контактанс (G) измерялся с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 2–6 Hz и при величинах измерительного тока 0.001–10 nA в зависимости от

Type (1) <i>a</i>	Type (2) <i>b</i>	Type (3) <i>c</i>
<i>i</i> -GaAs, 34 nm	<i>i</i> -GaAs, 16 nm	<i>i</i> -GaAs, 14 nm
AlGaAs, 11.5 nm Si	AlGaAs, 24 nm Si	AlGaAs, 20 nm Si
AlGaAs, 40 nm δ -layer	AlGaAs, 24 nm δ -layer	AlGaAs, 12 nm δ -layer
AlGaAs, 20 nm δ -layer	GaAs, 2.5 nm } $\times 4$	AlAs, 1.1 nm
AlAs, 0.76 nm	AlAs, 1.4 nm } $\times 4$	GaAs, 2.3 nm } $\times 8$
GaAs-layer, 750 nm	GaAs, 1.7 nm Si	AlAs, 1.1 nm } $\times 8$
GaAs-substrate	GaAs, 1.1 nm δ -layer	GaAs, 1.1 nm Si
	AlAs, 1.4 nm	GaAs, 1.1 nm δ -layer
	GaAs, 2.5 nm } $\times 4$	AlAs, 1.1 nm
	AlAs, 1.4 nm } $\times 4$	GaAs, 2.3 nm } $\times 6$
	AlGaAs, 25 nm	AlAs, 1.1 nm } $\times 6$
	AlAs, 0.5 nm	GaAs - 12.5 nm QW
	GaAs-layer, 1000 nm	AlAs, 1.1 nm
	GaAs-substrate	GaAs, 2.3 nm } $\times 7$
		AlAs, 1.1 nm } $\times 7$
		GaAs, 1.1 nm Si
		GaAs, 1.1 nm δ -layer
		AlAs, 1.1 nm
		GaAs, 2.3 nm } $\times 35$
		AlAs, 1.1 nm } $\times 35$
		AlGaAs, 30 nm
		GaAs-layer, 500 nm
		GaAs-substrate

Рис. 1. *a*) — одиночный гетеропереход AlGaAs/GaAs с двумя δ -слоями кремния в AlGaAs, *b*) — одиночный гетеропереход AlGaAs/GaAs со сложной сверхрешеточной структурой легирующих слоев в AlGaAs и *c*) — двойной гетеропереход AlGaAs/GaAs/ALGaAs с GaAs квантовой ямой и со сложной сверхрешеточной структурой легирующих слоев в AlGaAs.

условий измерения. В работе были исследованы группы из трех-четырёх образцов, соответствующие каждому типу исходных гетероструктур, и они демонстрировали одинаковое поведение внутри каждой группы.

Типичная зависимость контактанса КТК от эффективного затворного напряжения V_g^{eff} ($V_g^{eff} = V_g - V_g(G_0)$), где $V_g(G_0)$ — затворное напряжение при котором контактанс равен G_0) в открытом режиме показана на рис. 2, a. Она ясно демонстрирует квазиплато, соответствующие квантованию $G = i \cdot G_0$ ($G_0 = 2e^2/h$) с $i = 1, 2, 3, 4$ и 5. Результаты измерения темнового контактанса (G_{dark}) в туннельном режиме и при переходе от него в открытый для всех типов исходных гетероструктур представляет рис. 2, b. Как хорошо видно, во всех ситуациях наблюдается качественно одинаковое поведение этого контактанса: в туннельном режиме контактанс зависит от V_g экспоненциально сильным образом; затем при переходе в открытый режим зависимость становится существенно более слабой, становясь практически линейной в открытом. Однако более внимательный анализ всех приведенных на рис. 2, b темновых зависимостей $G_{dark}(V_g^{eff})$ показывает, что поведение такой зависимости для КТК, изготовленных на основе двойного гетероперехода, имеет особенность, заключающуюся в нарушении монотонного характера, когда в туннельном

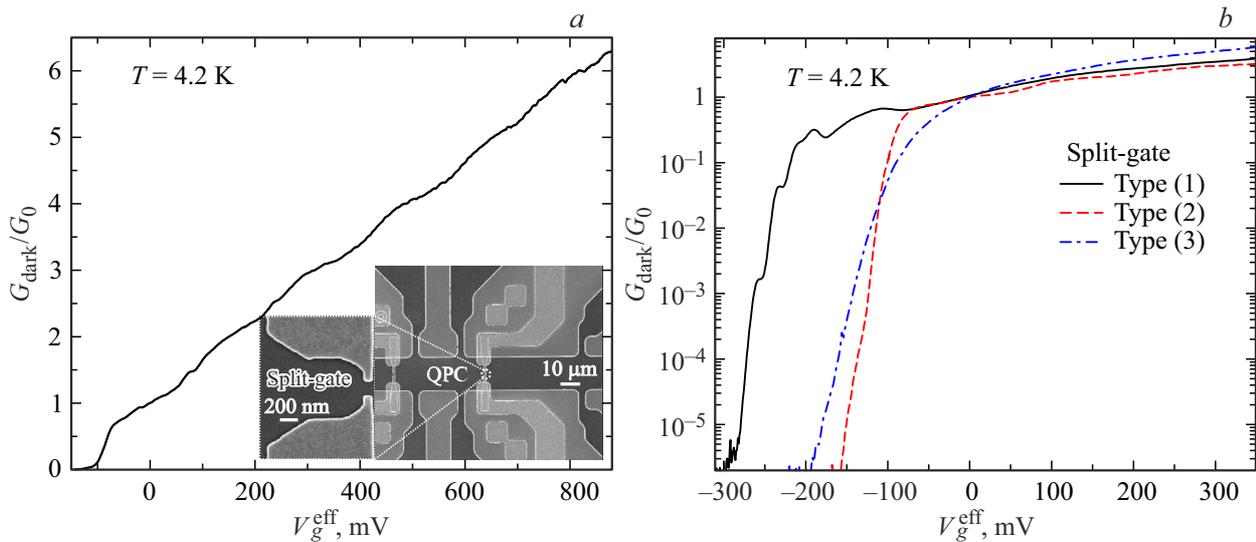


Рис. 2. *a)* — зависимость темного кондуктанса G_{dark}/G_0 КТК от затворного напряжения V_g^{eff} в открытом режиме (вставка — электронное изображение КТК), *b)* — зависимости $G_{dark}(V_g^{eff})/G_0$ для трех типов КТК в туннельном режиме и при переходе от этого режима в открытый.

режиме на зависимости $G_{dark}(V_g^{eff})$ появляются точки перегиба. Скорее всего, они свидетельствуют о том, что при изменении затворного напряжения в таких КТК происходит также перезарядка легирующих слоев в барьерных слоях, связанная с низкой энергией активации формирующих их примесей.

Опишем теперь результаты измерения фотокондуктанса G_{ph} (рис. 3). Хорошо видно, что качественная картина фотоотклика одинакова для всех типов КТК: наблюдается гигантский рост темного кондуктанса под действием излучения в туннельном режиме ($10 < G_{ph}/G_{dark} < 10^3$ при $10^{-3} < G_{dark}/G_0 < 10^{-1}$ и $G_{ph}/G_{dark} > 10^3$ при $G_{dark}/G_0 < 10^{-4}$), вызванный тем, что излучение приводит к параллельному сдвигу влево измеряемой зависимости $G(V_g)$; и значительно более слабый отклик, как и следовало ожидать, наблюдается в открытом состоянии. Более внимательный анализ показывает, что поведение фотоотклика зависит от вида исходной квантовой ямы с ДЭГ. Начнем с рассмотрения фотокондуктанса КТК на основе одиночных гетеропереходов (ГП) с δ -легирующими слоями в AlGaAs (рис. 3, *a*) и со сложной структурой легирующих слоев в AlGaAs (рис. 3, *b*). Основное и важное различие заключается в том, что при переходе от туннельного режима к открытому G_{ph} КТК на основе δ -легированных ГП не меняет знак, тогда как фотокондуктанс КТК на основе ГП со сложной структурой слоев меняет знак как раз в окрестности $G \approx 0.5G_0$: при $G > 0.5G_0$ знак фотокондуктанса становится отрицательным. Фотокондуктанс КТК на основе квантовой ямы (рис. 3, *c*) также меняет знак, но при более высоком значении $G \approx G_0$. Следует обратить внимание на наличие своего рода критической точки — смена знака фотокондуктанса происходит приблизительно при одном и том же зна-

чении кондуктанса независимо от мощности излучения. Приведенные результаты также позволяют сделать вывод, что перегревные эффекты в поведении СВЧ фотокондуктанса отсутствуют, так как его знак бывает просто противоположен знаку изменения кондуктанса, который должен следовать из температурной зависимости темного кондуктанса. Оценка перегревных эффектов была также сделана на основе сравнительного анализа температурной зависимости проводимости двумерного электронного газа и величины СВЧ фотопроводимости этого газа в предположении, что эта ФП обусловлена только эффектом разогрева. Эта оценка дает перегрев на десятые доли градуса, то есть он ничтожно мал в сравнении с температурой эксперимента.

Обсудим теперь описанные выше результаты на основе теории СВЧ фотокондуктанса, изложенной в работе [10], и в которой впервые сообщалось о его наблюдении. Данная теория дала практически полное объяснение основных свойств СВЧ отклика изученных в [10] КТК и позволила определить основной механизм влияния СВЧ-излучения, связанный с тем, что СВЧ-фотокондуктанс КТК при адиабатическом прохождении электрона через него ($\omega\tau \ll 1$, $\omega = 2\pi f$, τ — время туннелирования) определяется вынужденными колебаниями потенциала седловой точки и измерительного напряжения в широком диапазоне величин кондуктанса ($10^{-4}G_0 < G < 3G_0$), то есть включающем как туннельный, так и открытый режимы. В рамках основных формул обсуждаемой теории смена знака ФК при переходе от туннельного к открытому режиму не обязательна, а обусловлена свободным в данной теории параметром, т.е. отношением амплитуды δV вынужденных колебаний измерительного напряжения к амплитуде A вынужденных колебаний потенциала седловой точки.

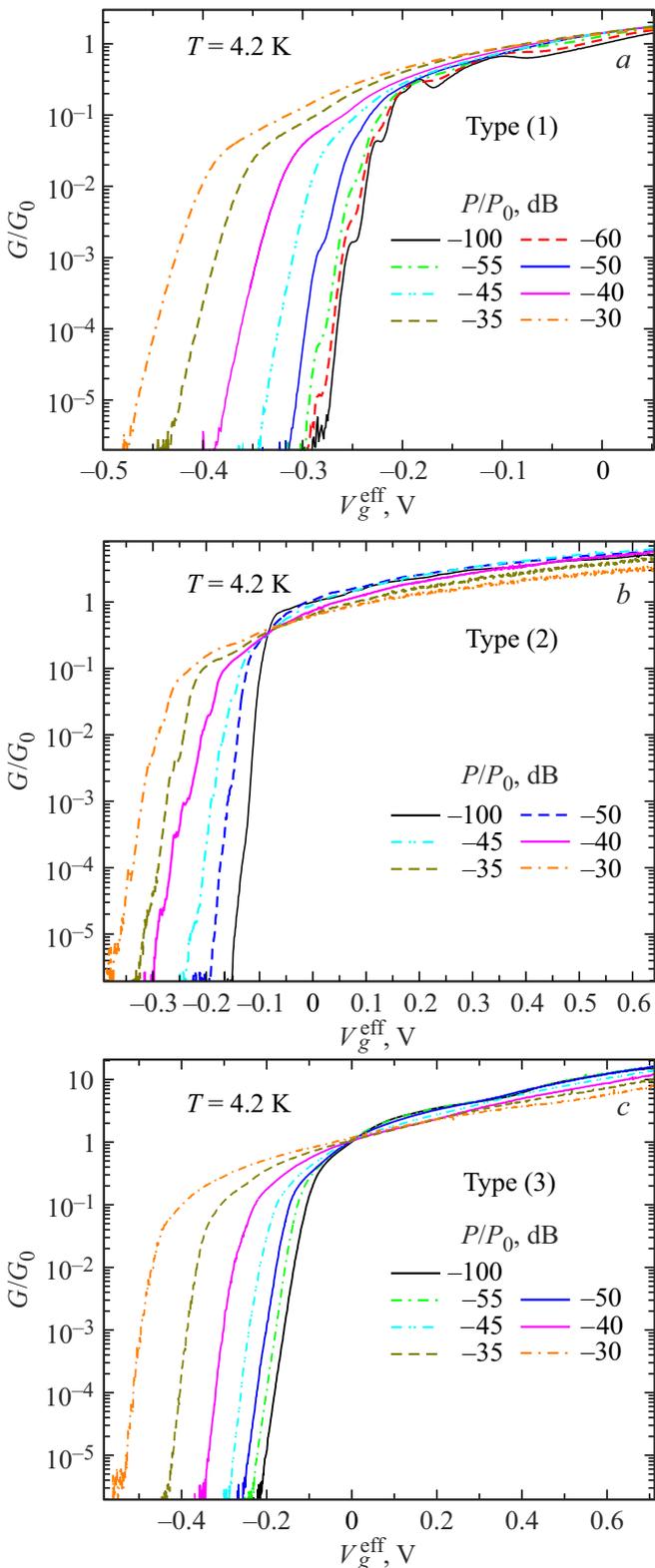


Рис. 3. Зависимость от затворного напряжения $G(V_g^{eff})/G_0$ при $T = 4.2\text{ K}$ для ряда значений СВЧ-мощности P/P_0 для КТК: *a*) на основе одиночных гетеропереходов с легирующими δ -слоями в AlGaAs, *b*) на основе одиночных гетеропереходов со сложной сверхрешеточной структурой легирующих слоев в AlGaAs, *c*) на основе гетероструктуры с GaAs квантовой ямой.

Очевидна пропорциональность $\delta V \propto A$, но знак коэффициента пропорциональности между ними не очевиден без сопоставления теории с экспериментом. Ясно лишь, что СВЧ-индуцированные заряды на всех проводящих частях образца в любой момент времени имеют одинаковый знак, но разность плотностей этих зарядов на потенциометрических контактах в данный момент может иметь тот или иной знак, а через $1/2$ периода этот знак станет противоположным, и то же самое относится к индуцированному измерительному напряжению на потенциометрических контактах. Знак СВЧ-индуцированных напряжений на затворе $\Delta V_g \cos(\omega t)$ и между потенциометрическими контактами $\delta V \cos(\omega t)$ может быть одинаковым или разным, т.е. вынужденные колебания этих двух величин могут быть синфазными, либо противофазными. Реализация какой-то из этих возможностей вероятно зависит от строения базовой гетероструктуры и геометрии мезоскопической системы с КТК. В [10] знак коэффициента пропорциональности в $\delta V \propto A$ принят положительным для объяснения выполненных в то время экспериментов с КТК. На рис. 4, *a* показаны вычисленные зависимости среднего по времени $\langle D \rangle$ — коэффициента прохождения электрона через КТК, определяющего кондактанс без учета вынужденных колебаний измерительного напряжения. В этом случае отрицательный ФК на выходе в открытый режим не возникает. Для сравнения показан использованный в [10] результат вычислений кондактанса КТК с учетом колебаний измерительного напряжения при $\delta V/A > 0$ (рис. 4, *b*). В этом случае добавка к $\langle D \rangle$ отрицательна и кондактанс везде понижается с ростом A , что ведет к отрицательному ФК при переходе в открытый режим. Очевидно, однако, что при $\delta V/A < 0$ добавка к $\langle D \rangle$ станет положительной и ФК останется положительным везде в рассмотренном диапазоне параметра $E_F - U_0$, который линейно зависит от эффективного затворного напряжения. Изменение знака ФК по этой формальной причине не противоречит обнаруженному поведению ФК квантовых точечных контактов на основе различных гетероструктур (рис. 3).

В теории [10] для простоты использовалось предположение о том, что двумерный потенциал в КТК допускает разделение переменных в уравнении Шредингера, что поперечный потенциал является параболой, а продольный — потенциалом Экарта. Разумеется, при этих предположениях кондактанс КТК является гладкой функцией затворного напряжения (рис. 4). Это не противоречило результатам изучения образцов в [10]. Однако обнаруженные теперь ступеньки в туннельном режиме, показанные на рис. 1–3, 5 говорят о том, что обычные предположения простой теории не учитывают реальную форму двумерного потенциала в квантовом точечном контакте, и это устройство является одним из объектов изучения мезоскопического транспорта и беспорядка, причем, важную роль играет примесный беспорядок.

Более того, был обнаружен интересный факт, свидетельствующий о том, что реакция реального КТК

на микроволновое излучение не определяется однозначно гетероструктурой и геометрией проводящих частей устройства. На рис. 5 представлены зависимости $G(V_g^{eff})$ для образца КТК, поведение фотокондуктанса которого показано на рис. 3, *a*, но измеренные при другом погружении в гелий. Хорошо видно, что если после первого погружения не наблюдается смена знака ФК (рис. 3, *a*), то после другого она возникает. Согласно предложенной теории такое поведение можно связать с тем, что зарядовое состояние примесной системы влияет на знак амплитуды вынужденных колебаний измерительного напряжения по аналогии с известным знакопеременным частотным откликом фотоЭДС других мезоскопических систем в полупроводниковом двумерном электронном газе. В свою очередь зарядовое состояние

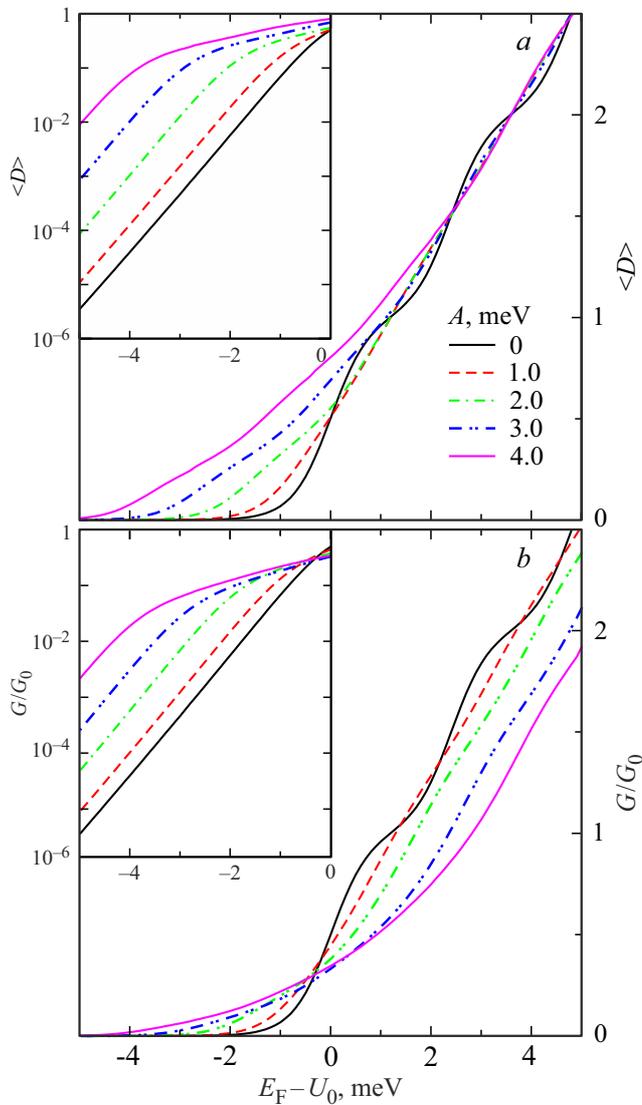


Рис. 4. Вычисленные зависимости $\langle D \rangle$ и G/G_0 от $E_F - U_0$ при $T = 0$ для ряда значений A — амплитуды вынужденных колебаний потенциала седловой точки КТК: *a*) — без учета вынужденных колебаний измерительного напряжения, и *b*) — с этим учетом при $\delta V/A > 0$.

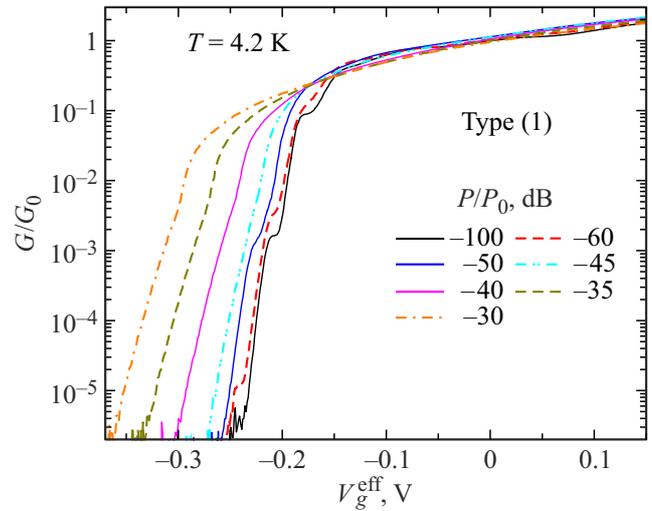


Рис. 5. Зависимость кондуктанса $G(V_g^{eff})/G_0$ для ряда значений СВЧ-мощности P/P_0 для КТК, изготовленного на основе одиночного гетероперехода AlGaAs/GaAs с двумя δ -слоями кремния в AlGaAs, измеренная при одном из других погружений образца в жидкий гелий.

примесей зависит от процедуры захлаживания образца с КТК, которое при каждом эксперименте может иметь различный характер в силу разного рода случайных причин (состояние влажности в экспериментальной комнате, время захлаживания, различная теплопроводность держателя образца и т.п.). А различное состояние всей примесной системы очевидным образом может повлиять на форму двумерного потенциала в реальном образце с КТК и на знак амплитуды измерительного напряжения. Вероятно, именно на подобную причину указывают результаты эксперимента на рис. 3, 5 и отсутствие или присутствие смены знака ФК можно попытаться объяснить в рамках основных формул теории, которая иллюстрирована здесь рис. 4.

Таким образом, проведенные в данной работе эксперименты показывают, что поведение кондуктанса и СВЧ-фотокондуктанса КТК на основе ДЭГ в GaAs гетеропереходах и квантовых ямах не описывается в рамках идеализированного потенциала Экарта [10], а зависит также от зарядового состояния и структуры легирующих слоев в AlGaAs барьерах.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [2] D. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. *J. Phys. C* **21**, L209 (1988).
- [3] *Mesoscopic Phenomena in Solids* / Ed. B.L. Altshuler, P.A. Lee, R.A. Webb. North-Holland, Amsterdam (1991).
- [4] M.Büttiker. *Semicond. Semimet.* **35**, 191 (1992).
- [5] *Mesoscopic Electron Transport* / Ed. L. Sohn, L.P. Kouwenhoven, G. Schön. Kluwer, Dordrecht (1997).
- [6] O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, A.V. Latyshev, A.L. Aseev. *Nanotechnol. Russ.* **5**, 676 (2010).
- [7] Н.М. Щелкачёв, Я.В. Фоминов. Электрический ток в наноструктурах: кулоновская блокада и квантовые точечные контакты. МФТИ, М. (2010).
- [8] A.D. Levin, G.M. Gusev, Z.D. Kvon, A.K. Bakarov, N.A. Savostianova, S.A. Mikhailov, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 072112 (2015).
- [9] M. Otteneder, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, A.S. Yaroshevich, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. Appl.* **10**, 014015 (2018).
- [10] V.A. Tkachenko, A.S. Yaroshevich, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev. *JETP Lett.* **114**, 110 (2021).
- [11] M. Otteneder, M. Hild, Z.D. Kvon, E.E. Rodyakina, M.M. Glazov, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B* **104**, 205304 (2021).
- [12] A.H. Dayem, R.J. Martin. *Phys. Rev. Lett.* **8**, 246 (1962).
- [13] P.K. Tien, J.P. Gordon. *Phys. Rev.* **129**, 647 (1963).
- [14] V.A. Chitta, R.E.M. de Bekker, J.C. Maan, S.J. Hawkesworth, J.M. Chamberlain, M. Henini, G. Hill. *Semicond. Sci. Technol.* **7**, 432 (1992).
- [15] P.S.S. Guimarães, B.J. Keay, J.P. Kaminski, S.J. Allen Jr., P.F. Hopkins, A.C. Gossard, L.T. Florez, J.P. Harbison. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3792 (1993).
- [16] H. Drexler, J.S. Scott, S.J. Allen, K.L. Campman, A.C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 2816 (1995).
- [17] D.D. Coon, H.C. Liu. *J. Appl. Phys.* **58**, 2230 (1985).
- [18] D. Sokolovski. *Phys. Rev. B* **37**, 4201 (1988).
- [19] R.A. Sacks, A. Szoke. *Phys. Rev. A* **40**, 5614 (1989).
- [20] М.Ю. Сумецкий, М.Л. Фельштын. Письма в ЖЭТФ **53**, 24 (1991).
- [21] M.J. Hagmann. *J. Appl. Phys.* **78**, 25 (1995).
- [22] M. Büttiker, R. Landauer. *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1739 (1982).
- [23] C. Eckart. *Phys. Rev.* **35**, 1303 (1930).
- [24] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика*. Наука. М. (1974). С. 105.
- [25] O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon. *JETP Lett.* **102**, 378 (2015).
- [26] O.A. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев. *Сибирский физ. журн.* **13**, 4, 74 (2018).
- [27] V.A. Tkachenko, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, A.S. Yaroshevich, E.E. Rodyakina, D.G. Bakshev, A.V. Latyshev. *JETP Lett.* **113**, 331 (2021).

Редактор Т.Н. Василевская