

УДК [538.935+535.215] : 530.145

ФОТОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА ЧЕРЕЗ КВАНТОВЫЙ ТОЧЕЧНЫЙ КОНТАКТ

© О. А. Ткаченко¹, Д. Г. Бакшеев^{2,3}, В. А. Ткаченко^{1,2,4},
З. Д. Квон^{1,2}, А. С. Ярошевич¹, Е. Е. Родякина^{1,2}, А. В. Латышев^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ООО «Яндекс»,

119021, Москва, ул. Л. Толстого, 16

⁴Новосибирский государственный технический университет,
630073, г. Новосибирск, просп. К. Маркса, 20

E-mail: vtkach@isp.nsc.ru

Теория когерентного фотонно-стимулированного прохождения электрона через одномерный плавный барьер успешно применена к моделированию результатов измерения терагерцовой фотопроводимости туннельного точечного контакта в двумерном электронном газе. Для этого барьера в более глубоком туннельном режиме расчётом обнаружены фотонные ступени на зависимости коэффициента прохождения от начальной энергии электрона. Их положение определяется энергией терагерцового фотона.

Ключевые слова: одномерный барьер, динамический потенциал, нестационарное уравнение Шрёдингера, туннельный точечный контакт, двумерный электронный газ.

DOI: 10.15372/AUT20190510

Введение. Фотонно-стимулированное квантовое рассеяние частицы с начальной энергией E на одномерном кусочно-постоянном потенциале $U(x, t) = U(x) + A(x) \cos(\omega t)$ описывается мультиканальной волновой функцией с энергиями каналов $E \pm n\hbar\omega$ [1, 2]. Если энергия канала совпадает с квазидискретным уровнем или состоянием с высокой плотностью состояний для потенциала $U(x)$, вероятность перехода электрона в этот канал становится значительной, и картина квантового рассеяния радикально меняется по сравнению со случаем упругого прохождения в отсутствие высокочастотного поля ($A(x) = 0$) [1–7]. В барьере $U(x)$ плавной формы, например $U(x) = U_0/\text{ch}^2(x/W)$, нет квазидискретных уровней [8], тем не менее теория фотонно-стимулированного прохождения при $E < U_0$ предсказывает гигантский рост электронной прозрачности барьера по сравнению со случаем $A(x) = 0$ [9–12]. Расчёты в [10, 11] показали, что это увеличение имеет простую зависимость от параметра $U_0 - E$, на которой нет особенностей, положение которых определяется энергией фотона.

Известно, что одномерные подзоны квантового точечного контакта (КТК) в двумерном электронном газе (ДЭГ) описываются плавными барьерами $U(x) = U_0/\text{ch}^2(x/W)$ [13]. Движение по разным подзонам является практически независимым, и электрон, пересекая КТК, быстро (за время $\tau \sim 10^{-12}$ с) проходит интервал $\sim W$ либо отражается, не испытывая сбоев фазы волновой функции. Ожидалось, что фазовая когерентность не нарушится в присутствии динамического потенциала $A(x) \cos(\omega t)$ с $\omega\tau \sim 1$ и внешнее терагерцовое поле будет усилено в сужении в двумерном электронном газе специальной антенной [14, 15], т. е. будут выполнены основные условия теории фотонно-стимулированного прохождения [9].

Несмотря на эти предсказания, в прежних экспериментах [14–19] по изучению терагерцовой фотопроводимости КТК отклик на облучение был небольшим, хотя для его усиления использовались специальные приёмные антенны и не было найдено признаков фотонно-стимулированного прохождения электрона через плавный барьер. Обнаруженный отклик хорошо объяснялся эффектами выпрямления тянущего [14, 16] либо затворного [19] напряжений.

Недавно [20, 21] были изготовлены короткие КТК ($W \approx 100$ нм), предназначенные для исследований в туннельном режиме. В согласии с предсказаниями теории [9–11] эти устройства демонстрировали гигантский фотокондактанс при облучении структур волной с $\omega \sim 1/\tau$, хотя не имели специальных антенн. В то же время отклик на облучение с наибольшей частотой $f=1,63$ ТГц отсутствовал [21]. Тем не менее результаты моделирования фотонно-стимулированного прохождения электрона через барьер $U(x, t) = U_0/\text{ch}^2(x/W) + A(x) \cos(\omega t)$ количественно соответствовали наблюдениям при всех изученных f [21–23]. Для тех же параметров барьера, которые были найдены в [21–23], расчётом обнаружен новый эффект — фотонные ступени, т. е. пики на производной коэффициента прохождения $D'(E)$. Они являются репликами единственного пика $D'(E)$, остающегося при $A(x) = 0$, и возникают при энергиях кванта hf больше его ширины. Положение реплик $U_0 - E = nhf$ ($n = 1, 2, 3$) не зависит от формы и амплитуды функции $A(x)$ [24, 25].

Цель данной работы заключается в том, чтобы кратко представить эти новые факты и показать, что эксперимент с туннельно точечными контактами (ТТК) вплотную подошёл к наблюдению простого квантового эффекта для одномерного плавного барьера. Эффект интересен не только сам по себе, но и как лучшее средство экспериментальной верификации механизма фотонно-стимулированного прохождения.

Методы, результаты и обсуждение. Поскольку низкотемпературные состояния мезоскопических образцов индивидуальны, измерялись свойства приблизительно одинаковых, но по-разному сформированных туннельных точечных контактов в ДЭГ. Двумерный газ располагался в 90 нм от поверхности двух разных гетероструктур GaAs/AlGaAs: N562 и N1202. При 4,2 К концентрация и подвижность электронов двумерного газа для N562 составляли $n_s \approx 7,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, что отвечает энергии Ферми $E_F \approx 27$ мэВ и длине свободного пробега $l \approx 30$ мкм. В случае N1202 параметры ДЭГ были следующие: $n_s = 5,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $l \approx 4$ мкм. Непрерывный металлический (bridged-gate) и традиционный расщеплённый (split-gate) затворы формировались электронной литографией в холловском мостике размером 280×20 мкм на поверхности гетероструктур. На рис. 1 приведены микрофотографии холловского мостика, непрерывного и расщеплённого затворов (рис. 1, a) и схема измерений кондактанса $G = J/V$ любого из двух ТТК в структуре (рис. 1, b).

При напряжении $V_g \approx -2$ В под затвором возникал ТТК. Малый и почти одинаковый размер по x и y в затворах (~ 100 нм) исключал наблюдение квантования кондактанса ТТК [13], но темновой кондактанс мог быть на три порядка ниже кванта $G_0 = 2e^2/h$. На рис. 1, c, d показаны затворные и температурные зависимости темнового кондактанса для разных ТТК в структурах N562 и N1202. Эффективное затворное напряжение для каждого ТТК определялось как разность напряжения на затворе и напряжения, при котором кондактанс был равен одной десятой кванта кондактанса: $V_g^{\text{eff}} = V_g - V_g(0,1G_0)$ [21]. При построении зависимости кондактанса от V_g^{eff} виден однотипный переход от низкого кондактанса к G_0 (см. рис. 1, c). Существенное отличие сглаженных кривых 1, 3 свидетельствует о различии форм туннельных барьеров в разных структурах, хотя использован затвор одного типа. При температурах ниже 10 К кондактанс ТТК от температуры не зависит (см. рис. 1, d). Это позволяет считать кондактанс при 4,2 К по простой формуле Ландауэра $G = G_0 D(E_F)$. Заметим, что коэффициенту прохождения электрона $D(E_F) = 0,002$

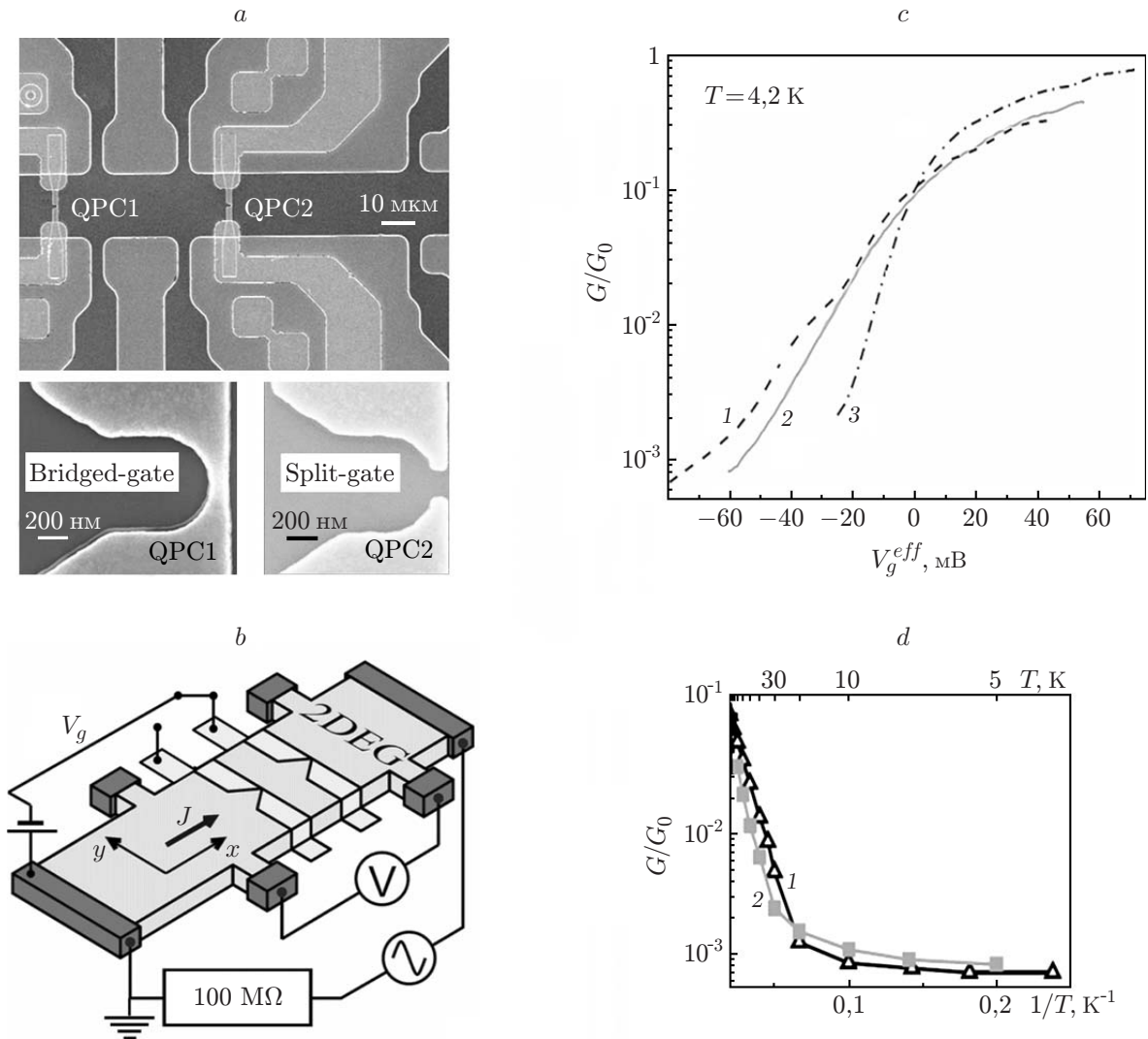


Рис. 1. Исходные данные для эксперимента: *a* — микрофотографии фрагмента холловского мостика, непрерывного и расщеплённого затворов; *b* — схема измерений кондактанса; *c* — затворные темновые характеристики ТТК (кривые 1, 2, 3 отвечают непрерывному затвору в структуре N562 и расщеплённому и непрерывному затворам в структуре N1202 соответственно); *d* — температурные темновые характеристики ТТК (кривые 1, 2 относятся к тем же структурам, что и в (*c*))

через одномерный барьер $U_0/\text{ch}^2(x/W)$ с $W = 100$ нм отвечает величина $U_0 - E_F = 3$ мэВ. Одинаково существенный рост G при 30 К для кривых 1, 2 на рис. 1, *d* позволяет дать такую же оценку $U_0 - E_F \approx 3$ мэВ, хотя сами E_F различаются на 7 мэВ из-за разных n_s в структурах N562 и N1202.

На структуру сверху по нормали к поверхности направлялось линейно поляризованное излучение терагерцового лазера [21]. Из-за большой длины электромагнитной волны (432 мкм для $f = 0,69$ ТГц) лазерное пятно целиком охватывает холловский мостик. При максимальной интенсивности облучения $I = 50$ мВт/см² измеренная температура ДЭГ (4,2 К) практически не менялась. Направлением вектора электрического поля в падающей электромагнитной волне, т. е. углом α поворота $\mathbf{E}(\omega)$ в плоскости x, y можно было управ-

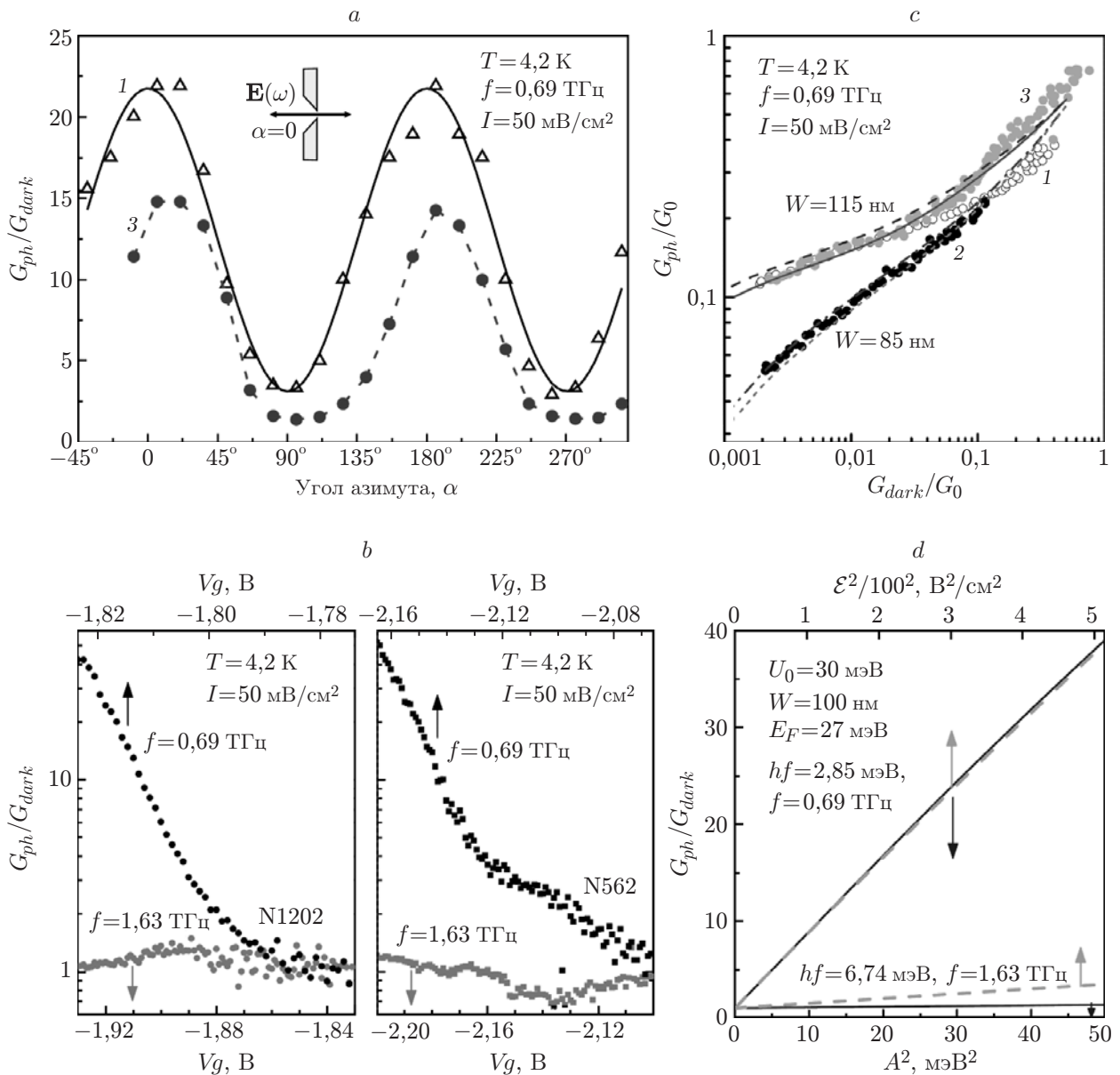


Рис. 2. Измерения и моделирование фотокондуктанса ТТК: *a* — поляризационные измерения G_{ph} (кривые 1, 3 отвечают непрерывным затворам для N562 ($V_g^{eff} = -51\text{ мВ}$) и для N1202 ($V_g^{eff} = -24\text{ мВ}$)); *b* — измеренные зависимости G_{ph}/G_{dark} от V_g в случаях $f = 0,69\text{ ТГц}$ и $f = 1,63\text{ ТГц}$ для тех же структур, что в (*a*); *c* — экспериментальные и теоретические зависимости G_{ph} от G_{dark} (точки 1, 3 обозначают те же структуры, что в (*a*), точки 2 получены в случае расщеплённого затвора и N1202; верхняя и нижняя линии в каждой паре подгоняющих кривых получены расчётом по теории ФСП для $A = 5,67\text{ мэВ}$ и $A = 5,33\text{ мэВ}$ при указанных W в случае $U_0 = 30\text{ мэВ}$); *d* — вычисленный по теории ФСП отклик слабо проводящего ТТК ($U_0 - E_F = 3\text{ мэВ}$) на облучение в случае таких же частот, как в (*b*), сплошные и пунктирные линии отвечают симметричному и антисимметричному профилям динамического потенциала $A(x)$, верхние прямые совмещены подбором коэффициента пропорциональности между амплитудами A и \mathcal{E}

лять. Обнаружено, что отклик фотоконтаканса ТТК в случае $f = 0,69$ ТГц является сильным (рис. 2). Заметим, что среднее по площади внешнее терагерцовое поле $\mathbf{E}(\omega) \cos(\omega t)$ с $|\mathbf{E}(\omega)| = 6,14$ В/см само по себе не могло передать электрону характерную энергию ~ 3 мэВ на промежутке ~ 200 нм. В окрестности ТТК электрическое поле на порядки усиливается, как в ближней зоне дифракции электромагнитной волны [21]. Ближняя зона охватывает объём в перекрестии узких мест в металлическом затворе и в ДЭГ. Усиленное здесь поле $\mathbf{E} \cos(\omega t)$ имеет x -, y -, z -компоненты. Оно добавляется к самосогласованному трёхмерному статическому электрическому полю, формирующему ТТК. Поляризационные измерения (рис. 2, *a*) показывают, что туннелирующий электрон чувствует динамический потенциал $A(x) \cos(\omega t)$, который определяется лишь x -компонентой вектора $\mathbf{E} \cos(\omega t)$. Y -компонента, способная вызвать оптические переходы между одномерными подзонами в двумерном сужении в ДЭГ, в кондактансе себя не проявляет. Следовательно, задача об отклике ТТК на терагерцовое облучение сводится к одномерной. В контрасте со случаем $f = 0,69$ ТГц обнаружено отсутствие отклика ТТК на облучение с тем же направлением вектора \mathbf{E} и той же интенсивностью $I = 50$ мВт/см² в случае $f = 1,63$ ТГц (рис. 2, *b*). Объяснение возникшей коллизии найдено в рамках механизма фотонно-стимулированного квантового рассеяния, для чего численно [1, 2] с малым шагом по x (1 нм) решалось нестационарное уравнение Шрёдингера с потенциалом $U(x, t) = V_0 / \text{ch}^2(x/W) + A(x) \cos(\omega t)$.

По найденным амплитудам рассеяния в каналы $E \pm n\hbar\omega$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) вычислились средние по времени t полные коэффициенты прохождения D и отражения R . Число каналов задавалось достижением требуемой точности равенства $D + R = 1$. Кондактанс находился по формуле Ландауэра $G = G_0 D(E_F)$. Поскольку реальный профиль $A(x)$ неизвестен, вычисления проводились с простыми симметричной и антисимметричной функциями: $A(x) = A / \text{ch}^2(x/W)$, $A(x) = e\mathcal{E}x$ при $|x| < 3W$ и $\pm 3e\mathcal{E}W$ при $|x| \geq 3W$ [21–25]. Первый (основной) вариант подтверждает, что действие облучения сводится к высокочастотной добавке к затворному напряжению. Рис. 2, *c* показывает, что этим предположением хорошо воспроизводится ход экспериментальных данных на интервале $0,002G_0 < G_{\text{dark}} < 0,1G_0$ для расщеплённого затвора и непрерывных затворов в двух разных структурах. Подгоняемые W оказались слегка разными, а амплитуды A — одинаковыми. Рис. 2, *d* показывает, что результаты расчёта для $U_0 - E_F = 3$ мэВ ($G_{\text{dark}} \approx 10^{-3}G_0$) в случае антисимметричного потенциала $A(x)$ практически совпадают с тем, что даёт симметричный $A(x)$. В контрасте с $f = 0,69$ ТГц чувствительность к $A^2(\mathcal{E}^2)$, т. е. к интенсивности облучения, при $f = 1,63$ ТГц оказалась очень слабой. Данный расчёт на качественном уровне воспроизводит обнаруженное огромное различие в отклике ТТК на действие частот $f = 0,69$ ТГц и $f = 1,63$ ТГц (см. рис. 2, *b*). Отметим, что расчёт по теории фотонно-стимулированного прохождения (ФСП) [22, 23] количественно воспроизводит измеренный в [20] отклик ТТК под непрерывным затвором при изменении локальной мощности микроволнового поля $P = \gamma I$ возле ТТК и G_{dark} в случае частот $f = 0,17$ и $f = 0,145$ ТГц (рис. 3). Несмотря на хорошее согласие расчётов с измерениями нельзя утверждать, что работает именно механизм ФСП, поскольку аналогичное поведение в принципе могут дать и другие механизмы [20, 22]. Например, большой фотокондактанс в туннельном режиме может быть результатом выпрямления высокочастотного (ВЧ) затворного напряжения [19], а отсутствие отклика на облучение при $f = 1,63$ ТГц может свидетельствовать о малой амплитуде ВЧ поля в окрестности ТТК. Чтобы это проверить, нужно увеличить интенсивность облучения или сделать специальную приёмную антенну, как в [14–19].

Заметим, что особенностей, помогающих верификации механизма, нет на экспериментальных зависимостях $G_{\text{ph}}/G_{\text{dark}}(V_g)$ (см. рис. 2, *b*) и $G_{\text{ph}}(G_{\text{dark}})$ (см. рис. 2, *c*). Однако для того же самого барьера в более глубоком туннельном режиме $U_0 - E > 3$ мэВ численным расчётом по теории ФСП обнаружены фотонные ступени на зависимостях $D(E)$,

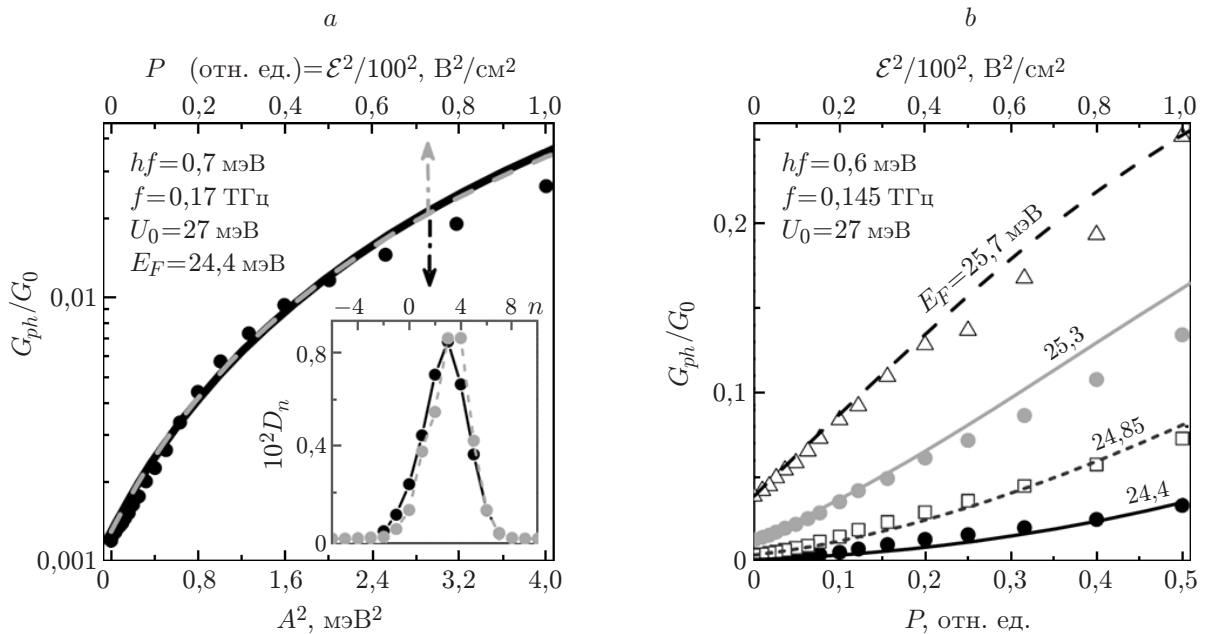


Рис. 3. Экспериментальные и теоретические зависимости G_{ph} от P для указанных E_F (G_{dark}): a — расчёт для антисимметричного и симметричного потенциала $A(x)$, сплошная чёрная и светлая пунктирная линии совмещены подбором коэффициента между амплитудами A и \mathcal{E} , на вставке соответственно чёрными и светлыми точками показан вклад каналов $E_n = E_F + nhf$ ($-6 \leq n \leq 10$) в полный коэффициент прохождения $D \approx 0,02$; b — для меньшей f в линейном масштабе по G_{ph} приведена развёртка результатов по E_F (G_{dark}), линии для антисимметричного и симметричного $A(x)$ совпадают с графической точностью

т. е. пики $D'(E)$ при $\hbar\omega > \hbar/\tau$, где $\tau = \pi W(m^*/2U_0)^{1/2} = 0,8 \cdot 10^{-12}$ с — время туннелирования [24, 25] (рис. 4). Видно, что при $hf \geq 2$ мэВ на зависимостях $D'(E)$ присутствуют пики, ширина которых совпадает с шириной основного пика \hbar/τ при $U_0 - E = 0$, остающегося в случае статического барьера (st). Положение этих фотонных реплик основного пика отвечает условию $U_0 - E = n\hbar\omega$ независимо от формы $A(x)$. При $hf = 1$ мэВ виден лишь дополнительный широкий максимум на графиках $D'(E)$, для которого не выполнено $U_0 - E = n\hbar\omega$. Фотонные пики в этом максимуме не разделяются, поскольку должны следовать чаще, чем ширина основного пика \hbar/τ . То же самое относится к экспериментально изученному случаю $hf = 0,7$ мэВ, в котором не было обнаружено никаких ступеней в полном коэффициенте прохождения $D(E)$. Тем не менее расчёт парциальных коэффициентов прохождения по отдельным каналам с $E_n = E_F + nhf$ показал родственный эффект — доминирование каналов, близких к вершине барьера U_0 (рис. 3, a). Рис. 4 демонстрирует, как этот тонкий эффект превращается в наблюдаемый в $D(E)$, когда hf становится больше, чем \hbar/τ . Важно, что при таких же характерных A , \mathcal{E} , hf , как на рис. 2, ожидаемый контактанс на фотонных ступенях имеет значения, не ниже доступных для измерения $G_{ph} \sim 10^{-3}G_0$. Неважно, что при $U_0 - E > 3$ мэВ, т. е. при переходе к более отталкивающим V_g , теряется возможность регистрации на порядки меньших значений G_{dark} , если сохранить процедуру измерений, показанную на рис. 1, b .

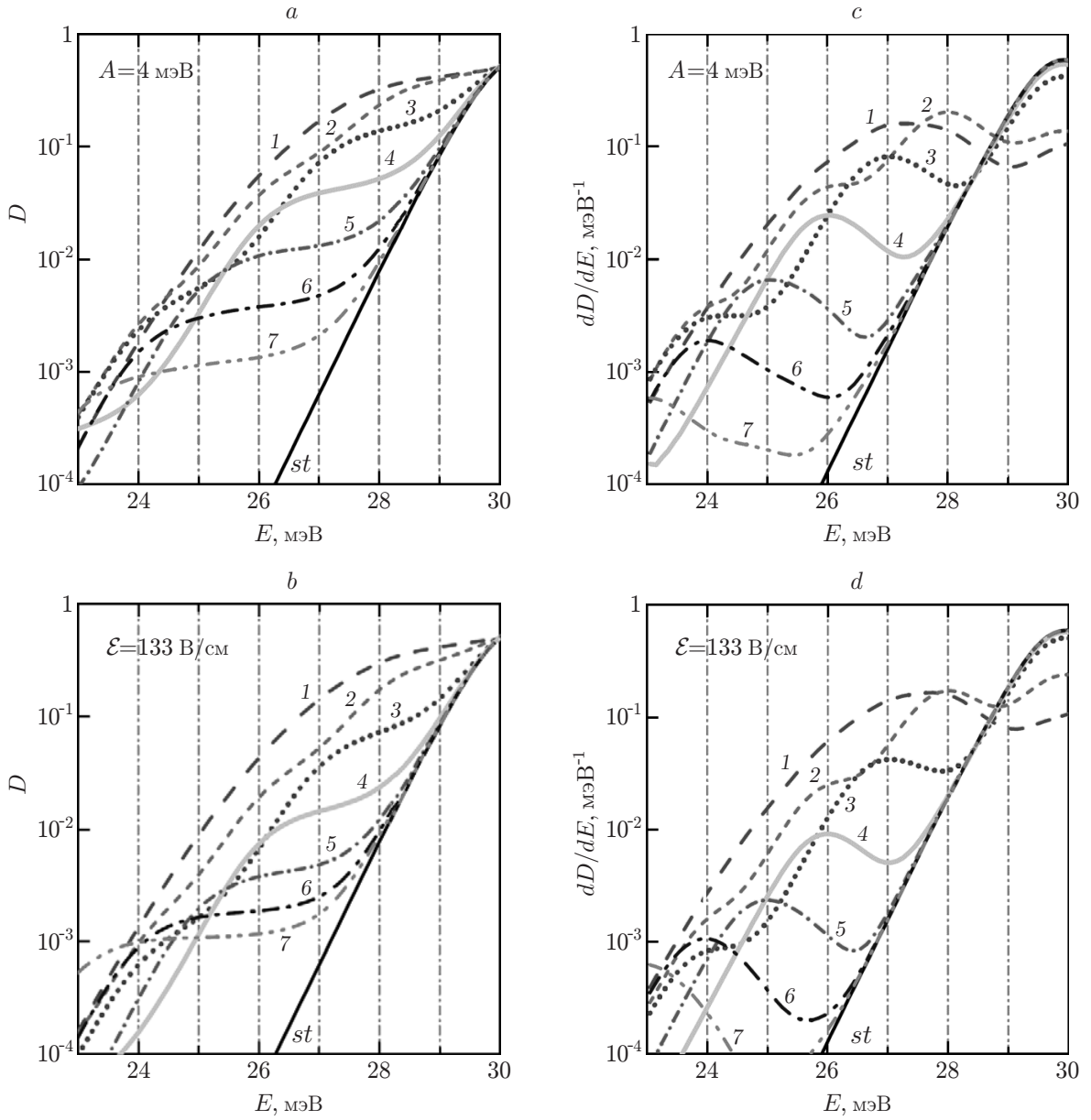


Рис. 4. Вычисленные по теории ФСП зависимости $D(E)$, $D'(E)$: для симметричного (a, c) и антисимметричного (b, d) $A(x)$ при $U_0 = 30$ мэВ, $W = 100$ нм и указанных A , \mathcal{E} . Номера кривых обозначают энергию фотонов hf в мэВ

Заключение. Моделирование результатов измерений в рамках теории фотонно-стимулированного прохождения через плавный одномерный барьер согласуется с экспериментом. Численные расчёты предсказывают новый эффект для такого барьера — фотонные ступени. Описанный эксперимент вплотную приблизился к обнаружению ступеней на затворных характеристиках фотоконтакта $G_{ph}(V_g)$. Для экспериментальной проверки предсказанного эффекта достаточно использовать более отталкивающие V_g и меньшими шагами менять энергию терагерцовых фотонов в широкой окрестности $\omega \sim 1/\tau$. Если предсказанный эффект будет обнаружен, то это станет лучшей проверкой механизма фотонно-стимулированного прохождения, а также адекватности простого моделирования зависимости потенциала от x , t , f и применения простой формулы Ландауэра.

Благодарности. Авторы выражают благодарность сотрудникам А. К. Бакарову (Институт физики полупроводников СО РАН), Г. М. Гусеву, А. D. Levin (Instituto de Fisica, Univ. Sao Paulo, Brazil), М. Otteneder и S. D. Ganichev (Terahertz Center, University of Regensburg, Germany) за предоставленную возможность использования экспериментальных данных.

Финансирование. Теоретическая часть работы выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-30023). Измерения выполнены при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-02-00384) и Volkswagen Stiftung Program.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Coon D. D., Liu H. C.** Time-dependent quantum-well and finite-superlattice tunneling // *Journ. Appl. Phys.* 1985. **58**, Is. 6. P. 2230–2235.
2. **Baksheyev D. G., Tkachenko O. A., Tkachenko V. A.** Modeling of high frequency field influence on electron transmission through quantum size structures // *Proc. of the Intern. Conf. “Nanomeeting–95”*. Minsk, Belarus, 15–19 May 1995. Physics, Chemistry and Application of Nanostructures /Eds. V. E. Borisenko, A. B. Filonov, S. V. Gaponenko, V. S. Gurin. Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 1995. P. 268–270.
3. **Hagmann M. J.** Mechanism for resonance in the interaction of tunneling particles with modulation quanta // *Journ. Appl. Phys.* 1995. **78**, Is. 1. P. 25–29.
4. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G.** Multiple-quantum resonant reflection of ballistic electrons from a high-frequency potential step // *Phys. Rev. B.* 1995. **53**, N 8. P. 4672–4676.
5. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G.** Resonant reflection, cooling, and quasitrapping of ballistic electrons by dynamic potential barriers // *Phys. Rev. B.* 1996. **54**, N 19. P. 13452–13456.
6. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G., Jaroshevich A. S.** Windows of full photon-assisted electron transmission via Stark ladder of semiconductor superlattice // *Proc. of the 22 Intern. Symp. on Compound Semiconductors*. Cheju Island, Korea, 28 Aug.–2 Sept., 1995. *Inst. Phys. Conf. Ser. N 145: Ch. 10.* /Eds. J. C. Woo, Y. S. Park. Institute of Physics Publishing, 1996. P. 1193–1198.
7. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G.** Terahertz-field-induced recovery of resonant-electron transparency of semiconductor superlattices in electric field // *Journ. Appl. Phys.* 1997. **81**, Is. 4. P. 1771–1774.
8. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
9. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G., Nejoh H.** Localization of tunneling electron in a potential barrier with alternating height // *Proc. of the 5th Intern. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology (ISQM-Tokyo’95)*. Tokyo, Japan, 21–24 Aug., 1995. N. Y.: Elsevier/North Holland, 1996. P. 207–210.
10. **Yakubo K., Feng S., Hu Q.** Simulation studies of photon-assisted quantum transport // *Phys. Rev. B.* 1996. **54**, N 11. P. 7987–7995.
11. **Ge J.-Y., Zhang J. Z. H.** Quantum mechanical tunneling through a time-dependent barrier // *Journ. Chem. Phys.* 1996. **105**, Is. 19. P. 8628–8632.
12. **Takahashi K., Ikeda K. S.** Instanton and noninstanton tunneling in periodically perturbed barriers: Semiclassical and quantum interpretations // *Phys. Rev. E.* 2012. **86**, N 5–2. 056206.
13. **Büttiker M.** Quantized transmission of a saddle-point constriction // *Phys. Rev. B.* 1990. **41**, N 11. P. 7906–7909.

14. **Karadi C., Jauhar S., Kouwenhoven L. P. et al.** Dynamic response of a quantum point contact // JOSA. B. 1994. **11**, Is. 12. P. 2566–2571.
15. **Wyss R. A., Eugster C. C., Del Alamo J. A., Hu Q.** Far-infrared photon-induced current in a quantum point contact // Appl. Phys. Lett. 1993. **63**, Is. 11. P. 1522–1524.
16. **Janssen T. J. B. M., Maan J. C., Singleton J. et al.** A new mechanism for high-frequency rectification in a ballistic quantum point contact // Journ. Phys.: Condens. Matter. 1994. **6**, N 13. P. L163–L168.
17. **Wyss R. A., Eugster C. C., Del Alamo J. A. et al.** Far-infrared radiation-induced thermopower in a quantum point contact // Appl. Phys. Lett. 1995. **66**, Is. 9. P. 1144–1146.
18. **Song J. W., Aizin G. R., Mikalopas J. et al.** Bolometric terahertz detection in pinched-off quantum point contacts // Appl. Phys. Lett. 2010. **97**, Is. 8. 083109.
19. **Song J. W., Kabir N. A., Kawano Y. et al.** Terahertz response of quantum point contacts // Appl. Phys. Lett. 2008. **92**, Is. 22. 223115.
20. **Levin A. D., Gusev G. M., Kvon Z. D. et al.** Giant microwave photo-conductance of a tunnel point contact with a bridged gate // Appl. Phys. Lett. 2015. **107**, Is. 7. 072112.
21. **Otteneder M., Kvon Z. D., Tkachenko O. A. et al.** Giant terahertz photoconductance of quantum point contacts in the tunneling regime // Phys. Rev. Appl. 2018. **10**, Is. 1. 0140157.
22. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Квон З. Д.** Фотонно-стимулированное прохождение электрона через туннельный точечный контакт в микроволновом поле // Письма в ЖЭТФ. 2015. **102**, вып. 6. С. 417–422.
23. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Квон З. Д.** Response to the comment on “Photon-assisted electron transport through a quantum point contact in a microwave field” (JETP Lett. 102, 378 (2015)) // JETP Lett. 2016. **103**, N 8. P. 555–556.
24. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Бакшеев Д. Г., Квон З. Д.** Ступени терагерцового гигантского фотокондуктанса туннельного точечного контакта // Письма в ЖЭТФ. 2018. **108**, вып. 6. С. 422–427.
25. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Бакшеев Д. Г.** Прохождение электрона через туннельный плавный барьер в высокочастотном поле // Сибирский физический журнал. 2018. **13**, № 4. С. 74–90.

Поступила в редакцию 24.06.2019

После доработки 16.07.2019

Принята к публикации 07.08.2019
