

## Ступени терагерцового гигантского фотокондактанса туннельного точечного контакта

О. А. Ткаченко<sup>+1)</sup>, В. А. Ткаченко<sup>+\*×</sup>, Д. Г. Бакшеев<sup>\*</sup>, З. Д. Квои<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 23 июля 2018 г.

После переработки 6 августа 2018 г.

В рамках теории фотонно-ассистированного прохождения промоделирован фотоотклик кондактанса туннельного квантового точечного контакта на облучение структуры в диапазоне частот  $0.5 \div 1.7$  ТГц. Расчетом найдено, что на зависимостях кондактанса от энергии Ферми появляются ступени, которые отвечают переходам с поглощением одного, двух или трех фотонов в каналы вблизи вершины туннельного барьера. В экспериментально реализуемых условиях на этих ступенях отношение фотокондактанса к темновому может достигать нескольких порядков.

DOI: 10.1134/S0370274X18180108

Соразмерность квантов микроволнового и терагерцового излучения энергиям возбуждения  $0.1 \div 10$  мэВ в твердотельных квантовых структурах позволяет управлять их работой с помощью облучения. Впервые эффекты когерентного фотон-индуцированного транспорта наблюдались в туннельном токе через слой изолятора между сверхпроводниками [1, 2]. Под действием микроволн с частотой  $\omega$  на нелинейных зависимостях тока  $I$  от тянущего напряжения были обнаружены ступеньки одинаковой ширины  $e\Delta V = \hbar\omega$  [1]. Аналогичные ступеньки, т.е. эквидистантные пики дифференциального кондактанса  $dI/dV$ , наблюдались в последовательном туннелировании через гетероструктурные сверхрешетки под действием терагерцового излучения [3]. Эти эффекты объяснялись в рамках модели фотонно-ассистированного туннелирования через одномерный барьер большой фиксированной высоты [2]. Позже была развита более общая теория фотонно-ассистированного когерентного прохождения (ФАП) [4, 5]. Для проверки предсказаний этой теории важно, чтобы электронный транспорт оставался когерентным, а положение общего уровня Ферми плавно менялось относительно эффективного потенциала, в котором движутся электроны. Эти условия легко выполняются в полупроводниковых структурах с затворно-управляемым коротким сужением – квантовым точечным контак-

том (КТК) в двумерном электронном газе (ДЭГ) [6–8]. Одномерный характер задачи при облучении структуры сохраняется, если действующая компонента высокочастотного (ВЧ) электрического поля ориентирована вдоль тока. В этом случае в сильном ВЧ поле в туннельном режиме (при низком темновом кондактансе  $G_{\text{dark}} \ll G_0 = 2e^2/h$ ) численно предсказывался рост фотокондактанса  $G_{ph}$  на несколько порядков [9–11]. Однако на зависимости  $G_{ph}(G_{\text{dark}})$  ступенек не ожидалось, в отличие от случая межподзонных оптических переходов в КТК при ориентации ВЧ поля поперек тока [12–14]. Недавно эффект сильного роста фотокондактанса туннельного точечного контакта (ТТК) был обнаружен экспериментально [15, 16]. При облучении на частотах  $f = 0.15, 0.69$  ТГц отклик ТТК получился гигантским: кондактанс увеличивался с  $10^{-3}G_0$  почти на два порядка при облучении, которое практически не влияло на температуру ДЭГ. Поляризационными измерениями на частоте  $0.69$  ТГц выяснено, что данный эффект вызван терагерцовым электрическим полем, которое направленно вдоль тока [16]. Результаты для трех частот (в том числе, для частоты  $f = 1.63$  ТГц, для которой усиления фотокондактанса не наблюдалось) были количественно объяснены когерентным фотонно-ассистированным туннелированием через плавный одномерный барьер [16–18]. Заметим, что отклик структур с КТК на облучение с частотой  $0.1 \text{ ТГц} \leq f \leq 2.5 \text{ ТГц}$  ранее экспериментально исследовался во многих

<sup>1)</sup>e-mail: otkach@isp.nsc.ru

работах (ссылки в [15, 16]). Влияние облучения на квантование кондактанса КТК было небольшим и объяснялось радиочастотным выпрямлением, либо нагревом ДЭГ. Фотонные ступеньки кондактанса, предсказанные для ориентации ВЧ поля поперек тока [12–14], экспериментально не были обнаружены.

В настоящей работе мы приводим результаты численного моделирования ФАП в ТТК, согласно которым при облучении структур на частоте  $f = 0.5 \div 1.7$  ТГц и ориентации действующего ВЧ поля вдоль тока, можно будет наблюдать ступени фотокондактанса на зависимости  $G_{ph}(G_{\text{dark}})$ . При прохождении электронов с энергией Ферми  $E_F$  через барьер высоты  $U_0$  под действием ВЧ поля с частотой  $\omega$  на зависимости кондактанса от  $E_F$  формируются плечеобразные особенности, а на частотных зависимостях  $G_{ph}(\omega)$  возникают максимумы. Вблизи этих особенностей энергия фотон-индуцированного канала  $E_n = E_F + n\hbar\omega$  для  $n = 1, 2, 3$  совпадает с вершиной туннельного барьера  $U_0$  в ТТК. С ростом  $n\hbar\omega$  растет интервал по  $U_0 - E_F$  и, соответственно, уменьшается  $G_{\text{dark}}$  на нижней границе этого интервала. Однако отношение  $G_{ph}/G_{\text{dark}}$  на этой границе увеличивается и может достигать нескольких порядков.

Электростатический потенциал в туннельном режиме квантового точечного контакта удобно описывать плавным одномерным барьером  $U(x) = U_0/\text{ch}^2(x/W)$ , где  $W$  – характерная ширина барьера [8, 19]. ВЧ поле учитывается в виде периодической во времени добавки к статическому потенциалу:

$$U(x, t) = (U_0 + V_0 \cos(\omega t))/\text{ch}^2(x/W). \quad (1)$$

Здесь предполагается, что динамический потенциал  $V(x) \cos(\omega t)$  пропорционален статическому  $U(x)$  [17, 18]. Эксперименты показывают, что высокочастотное поле может возникать как между ДЭГ и затвором, создающим КТК [20] (симметричная функция  $V(x)$ ), так и между морями ДЭГ [21] (антисимметричная функция  $V(x)$ ). Расчетами в рамках теории ФАП было проверено, что оба случая одинаково хорошо моделируют обнаруженный гигантский фотокондактанс [16–18]. Поэтому здесь мы анализируем только симметричный случай, представленный формулой (1). Параметры модели выбираются в согласии с основными экспериментальными данными из работ [15, 16]. Полуширина барьера  $W \approx 100$  нм соответствует фактической геометрии металлического затвора в узком месте и глубине залегания ДЭГ. Высота статического барьера  $U_0$  в модели фиксирована на уровне 30 мэВ, отвечающем туннельному режиму  $G_{\text{dark}} \approx 10^{-3} \times 2e^2/h$  при высокой плотности ДЭГ  $7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в изучаемой структуре GaAs/AlGaAs

( $E_F = 27$  мэВ). Максимальная амплитуда колебаний барьера  $V_0 = 4$  мэВ берется почти такой же, как в [16]. В расчетах начальная энергия электрона  $E_0$  меняется в интервале  $(U_0 - \Delta, U_0)$  с такой  $\Delta = 8$  мэВ, чтобы при максимальной энергии фотона в эксперименте 6.75 мэВ получить  $E_0 + \hbar\omega \approx U_0$ . Заметим, что эффекты ФАП численно моделировались и раньше для потенциалов в форме (1), но в других физических постановках задачи, безотносительно к туннельному точечному контакту в двумерном электронном газе [22, 23]. Методы численного моделирования тоже были другими.

Одномерное нестационарное уравнение Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + [U(x) + V(x) \cos(\omega t)] \Psi \quad (2)$$

решалось численно методом, основанном на аппроксимации потенциалов  $U(x)$ ,  $V(x)$  кусочно-постоянными функциями [5]. Предполагалось, что поток электронов с энергией  $E_0$  рассеивается на области неоднородности потенциала с поглощением и испусканием фотонов. Вне этой области статический и динамический потенциалы не зависят от  $x$ . Мультиканальная волновая функция  $\Psi(x, t)$  является суперпозицией плоских волн на интервалах постоянства потенциала и амплитуды этих волн определяются из условий сшивки волновой функции  $\Psi$  и ее производной по  $x$  на границах соседних интервалов. При этом находятся суммарные коэффициенты прохождения  $D$  и отражения  $R$  по каналам с энергиями  $E_n = E_0 + n\hbar\omega$ , где  $n_{\text{min}} \leq n \leq n_{\text{max}}$ . Отрицательные  $n_{\text{min}}$  и положительные  $n_{\text{max}}$  подбираются из условия пренебрежимой малости  $|1 - D - R|$ . Алгоритм позволяет выполнять расчеты для потенциалов разных профилей  $U(x)$ ,  $V(x)$  ([9] и ссылки в [17]). В представленных здесь расчетах  $U(x)$ ,  $V(x)$  задавались по формуле (1) на отрезке  $|x| \leq 3W$  с шагом 1 нм, а вне интервала заменялись нулем.

В моделируемом ТТК измеренный кондактанс был меньше  $G_0 = 2e^2/h$ , независимо от наличия или отсутствия облучения, кроме того, при  $T < 10$  К не было обнаружено температурной зависимости темнового кондактанса  $G_{\text{dark}}$  [16]. В связи с этим мы пренебрегали прохождением по более высоким поперечным подзонам КТК, и кондактанс ТТК вычислялся по простой формуле Ландауэра для нулевой температуры:  $G = G_0 \cdot D(E_F)$ . В расчетах предполагалось, что  $E_0 \equiv E_F$ . Применение формулы Ландауэра в случае ФАП через двумерные КТК обосновывалось в [14].

При расчете частотных зависимостей энергия фотонов варьировалась в широком диапазоне. Переход от низкочастотного к высокочастотному режиму определяется квазиклассическим временем туннелирования  $\tau = \int dx [m/2(U(x) - E_0)]^{1/2}$ , где интеграл берется между точками поворота. В работе [4] на примере высокого прямоугольного барьера колеблющейся высоты было выяснено, что квазиклассическое время  $\tau$  возникает в аналитическом решении нестационарного уравнения Шредингера. Частоты, для которых  $\omega\tau \approx 1$ , относятся к переходу между низкочастотным ( $\omega\tau \ll 1$ ) и высокочастотным ( $\omega\tau \gg 1$ ) пределами. Барьер, для которого мы выполняем моделирование, имеет параболическую макушку, поэтому для энергий  $E_0$  из относительно небольшого диапазона  $\Delta$  оценка по ВКБ приближению дает  $\tau = \pi W(m^*/2U_0)^{1/2} = 0.8 \cdot 10^{-12}$  с, где  $m^* = 0.07m_e$  – эффективная масса электрона,  $U_0 = 30$  мэВ,  $W = 100$  нм. Таким образом, условию  $\omega\tau = 1$  отвечает  $\hbar\omega = hf = 0.82$  мэВ. При  $\omega\tau \gtrsim 1$  уже нельзя пренебрегать переходами частиц в дополнительные каналы и считать барьер стационарным [4].

Рисунок 1 демонстрирует основной результат расчетов при  $\omega\tau > 1$  на большом интервале по  $E_F$  – плечеподобные особенности на зависимостях фотокондуктанса  $G_{ph}(E_F)$  и  $G_{ph}(G_{\text{dark}})$ . Поскольку  $U_0 - E_F$  и  $G_{\text{dark}}$  в эксперименте монотонно меняются затворным напряжением, эти особенности проявятся в измерениях на зависимостях  $G_{ph}(V_g)$ . Рисунок 1а показывает, как сдвигаются нижние края ступенек с изменением энергии фотона  $hf$  (частоты облучения  $f$ ). Положение этого края дается простым выражением  $U_0 - E_F = n\hbar\omega$ . При повышенных  $f$  видна только ступень, отвечающая  $n = 1$ . На этой ступени отношение  $G_{ph}/G_{\text{dark}}$  составляет 3–4 порядка. При  $hf = 2$ –3 мэВ заметны дополнительные ступени, которые размываются с дальнейшим понижением  $f$ . На этих частотах в области ступени с  $n = 1$  отношение  $G_{ph}/G_{\text{dark}}$  становится меньше, но все равно остается значительным ( $\approx 50 \div 100$ ).

Рисунок 1б отвечает расширенному моделированию случая из работы [16], в котором структура с ТТК облучалась на частоте  $f = 1.63$  ТГц. Тогда на всем интервале изменения туннельного темнового кондуктанса от  $2 \cdot 10^{-3} \times 2e^2/h$  до  $G_{\text{dark}} = e^2/h$  отклик на облучение отсутствовал. Действительно, рис. 1б показывает, что фотон-ассистированный кондуктанс и темновой кондуктанс почти совпадают на большом интервале по  $E_F$ , который расширяется с понижением амплитуды ВЧ поля  $V_0$ . Однако ниже этого интервала в фотокондуктансе есть выраженное плато с неподвижным нижним краем, отвечающем равен-

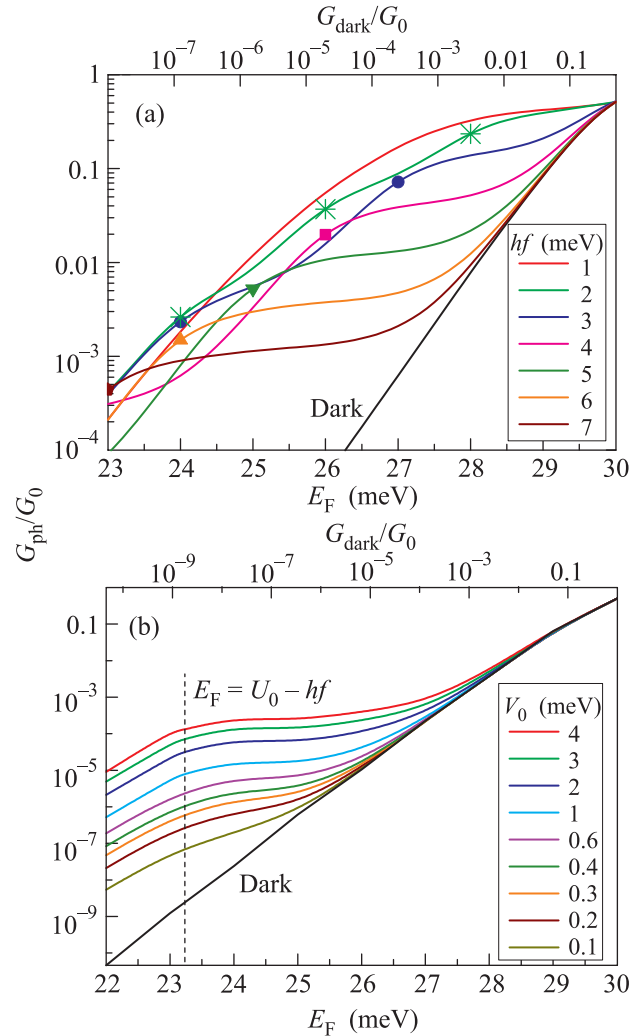


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости фотокондуктанса  $G_{ph}$  ТТК от темнового кондуктанса  $G_{\text{dark}}$  и энергии Ферми для указанных энергий кванта  $hf$  в случае барьера, заданного формулой (1) с  $U_0 = 30$  мэВ,  $V_0 = 4$  мэВ и  $W = 100$  нм. Точки на кривых отвечают условию  $E_F = U_0 - nhf$ ,  $n = 1, 2, 3$ . (б) –  $G_{ph}(E_F)$  и  $G_{ph}(G_{\text{dark}})$  в случае  $f = 1.63$  ТГц ( $hf = 6.74$  мэВ),  $U_0 = 30$  мэВ,  $W = 115$  нм [16] при указанных  $V_0$ . Кондуктанс нормирован на  $G_0 = 2e^2/h$

ству  $U_0 - E_F = \hbar\omega$ . В то же время,  $G_{\text{dark}}$  продолжает экспоненциально падать с уменьшением энергии, и  $G_{ph}$  может на три или четыре порядка превышать темновой кондуктанс, величину которого  $G_{\text{dark}} < 10^{-7} \times 2e^2/h$  совсем не просто измерить. Таким образом, при энергии Ферми  $E_F = 27$  мэВ и энергии фотона 6.74 мэВ фотон-ассистированное прохождение не проявляет себя, но при  $E_F = 23 \div 25$  мэВ отношение  $G_{ph}/G_{\text{dark}}$  будет гигантским даже при достаточно малых  $V_0 \sim 1$  мэВ.

Известно [10, 22], что в пределе  $\omega \rightarrow \infty$  коэффициент прохождения стремится к  $D_{\text{dark}}$ , поскольку прохождение происходит через усредненный по времени потенциал (1), который совпадает со статическим. Переход к этому пределу можно видеть на рис. 1a, b по прилипанию кривых  $G_{gh}(E_F)$  к  $G_{\text{dark}}(E_F)$  при  $\hbar\omega = 7$  мэВ и достаточно малых  $U_0 - E_F$  и  $V_0$ . Противоположный предел  $\omega \rightarrow 0$  тоже анализировался в работах [10, 22]. Для него полный коэффициент прохождения при заданных  $E_0$  и  $V_0$  получается усреднением по фазе  $\phi$  коэффициента прохождения  $D(\phi)$ , который найден решением стационарного уравнения Шредингера для барьеров  $(U_0 + V_0 \cos(\phi))/\text{ch}^2(x/W)$ , где  $\phi$  меняется от 0 до  $2\pi$ . Мы проверили, что для наименьших в расчетах  $\hbar\omega = 0.1$  мэВ ( $\tau\omega = 0.12$ ) усредненный коэффициент прохождения  $\bar{D}(V_0)$  равен полному  $D_{\text{tot}}$ , полученному из решения мультифотонной задачи.

На рисунке 2 показана зависимость фотокондактанса от частоты для разных интенсивностей облучения и энергий падающих электронов. Видно, что на кривых присутствуют осцилляции, и положение локальных максимумов фотокондактанса отвечает условию  $U_0 - E_F = n\hbar\omega$ . Рисунок 2a дан для случая, когда  $E_F$  находится недалеко от  $U_0$  и темновой кондактанс есть  $G_{\text{dark}} = 2 \cdot 10^{-3}G_0$ , т.е. соответствует минимальному в экспериментах с ТТК [15, 16]. При повышенных  $V_0$  формируется особенность типа плато, которая становится пиком с уменьшением  $V_0$ . Его центр соответствует энергии +1 канала вблизи макушки барьера. На высоких частотах  $\hbar\omega \gg U_0 - E_F$  полное прохождение экспоненциально подавляется и выходит на насыщение, отвечающее темновому кондактансу. Напротив, с уменьшением частоты кондактанс растет и становятся эффективными мультифотонные переходы с поглощением и испусканием  $\pm n$  фотонов,  $n \gtrsim 10$ . Следовательно, при таком темновом кондактансе эффекты фотонно-ассистированного прохождения в ТТК являются сильными для частот  $f = 0.15 \div 0.69$  ТГц, и они подавляются для более высоких частот. Эти результаты соответствуют экспериментальным данным [15, 16]. Как ясно из рис. 1a, рис. 2a, достаточно лишь немного уменьшить  $E_F$  или  $f$  в случае  $f = 0.69$  ТГц, чтобы в измерениях на том же образце прописать особенность, отвечающую  $U_0 - E_F = \hbar\omega$ .

На рисунке 2b показаны частотные зависимости, которые отвечают значениям  $G_{\text{dark}} = 5 \cdot 10^{-5}G_0$  и  $G_{\text{dark}} = 3.5 \cdot 10^{-6}G_0$ . Для этих случаев видны уже две особенности фотокондактанса, отвечающие  $n = 1$  и  $n = 2$ . При частотах ниже, чем  $f$  при  $n = 2$ , наблюдается смена поведения  $G_{ph}(hf)$  с монотонного на

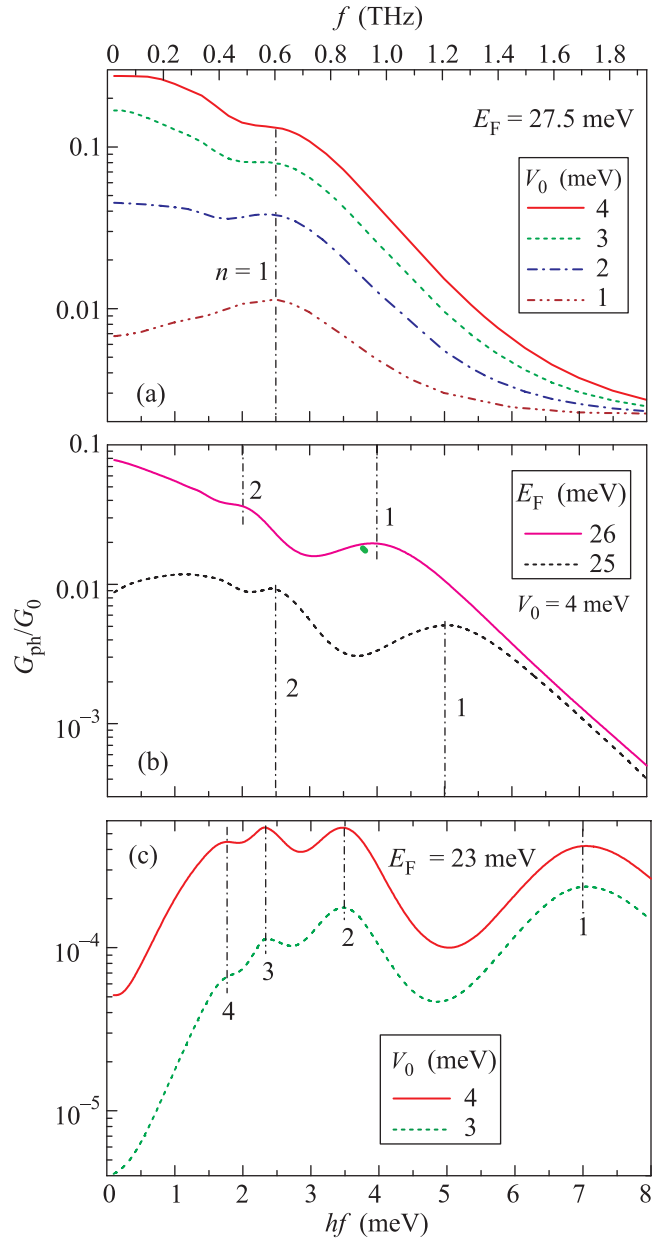


Рис. 2. (Цветной онлайн) Частотные зависимости фотокондактанса  $G_{ph}$  ТТК при  $U_0 = 30$  мэВ,  $W = 100$  нм и указанных значениях  $E_F$  и  $V_0$ . Вертикальные с номерами  $n$  линии показывают связь локальных максимумов  $G_{ph}$  с условием  $U_0 - E_F = nhf$

немонотонное при меньшем  $E_F$ . При  $\hbar\omega > U_0 - E_F$  наблюдается экспоненциальный спад  $G_{ph}$ . Исходя из совпадения  $D_{\text{tot}}$  с  $\bar{D}(V_0)$  при  $\omega \rightarrow 0$ , легко объяснить тот факт, что при низких частотах наблюдается смена поведения  $G_{ph}(hf)$  с падающего на растущее при снижении  $V_0$  (рис.2a), либо уменьшении  $E_F$  (рис. 2b, c). Падающее поведение при низких частотах отвечает случаю, когда прохождение через са-

мый низкий барьер (высоты  $U_0 - V_0$ ) является надбарьерным, а растущее соответствует туннелированию при всех реализациях мгновенного потенциала. Рисунок 2с отвечает  $E_F = 23$  мэВ, т.е. предельно малому для измерений значению  $G_{\text{dark}} = 1.6 \cdot 10^{-8} G_0 = 1.2 \cdot 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}$ . Однако  $G_{ph}$  на 3–4 порядка выше, и на зависимостях видны периодические по  $1/\hbar\omega$  осцилляции. Локальные максимумы  $G_{ph}(hf)$  отвечают целым значениям  $(U_0 - E_F)/\hbar\omega$  от 1 до 4.

В показанных на рис. 2 случаях темп экспоненциального спада  $G_{ph}$  правее максимумов с  $n = 1$  при  $V_0 = 4$  мэВ одинаков (1 порядок с ростом  $\hbar\omega$  на 2 мэВ). Такой же темп снижения виден на рис. 1а из сравнения характерных значений кондактанса на квазиplate кривых с разными  $\hbar\omega$ . Есть две причины такого снижения  $G_{ph}$ . Во-первых, с ростом  $\hbar\omega$  отношение  $V_0/\hbar\omega$ , определяющее интенсивность переходов, уменьшается. Во-вторых, энергия  $E_0 + \hbar\omega$  отвечает высоким надбарьерным состояниям, в которых плотность состояний над барьером падает в несколько раз по сравнению с максимальным значением для пороговой  $\hbar\omega^* = U_0 - E_0$ . Поэтому переходы с поглощением кванта  $\hbar\omega > \hbar\omega^*$  подавляются. Заметим, что по принципу детального равновесия прямой и обратный переходы имеют одинаковую вероятность. В случае обратного перехода кажется очевидным, что электрону с высокой надбарьерной энергией  $E_0$  легче пройти упруго, чем испустить фотон и перейти в туннельный канал с энергией ниже  $U_0$ .

Заметим, что в эксперименте связь  $V_0$  с контролируемой мощностью источника микроволн неизвестна и может иметь сложную частотную зависимость из-за интерференции электромагнитных волн в макроскопической экспериментальной установке. Гораздо проще будет наблюдать предсказанные особенности кондактанса ТТК при фиксированных частотах (рис. 1), т.е. так, как делалось в [15, 16]. Из рисунка 2 видно, что отличие  $G_{ph}$  от  $\bar{G}(V_0)$  становится заметным при  $f \approx 0.2$  ТГц или  $\hbar\omega \approx 1$  мэВ, что отвечает условию  $\omega\tau \approx 1$ . Этот факт подчеркивает роль времени туннелирования  $\tau$ . Поскольку время туннелирования растет пропорционально ширине барьера  $W$ , для более широких барьеров частота, отвечающая точке перехода  $\omega = 1/\tau$ , понижается, и диапазоны энергий и частот, на которых эффекты ФАП будут заметны, сужаются. Поэтому для наблюдения особенностей фотокондактанса лучше выбирать более короткие сужения в ДЭГ.

В заключение, в рамках теории фотонно-ассистированного прохождения предсказаны ступеньки гигантского фотокондактанса короткого туннельного точечного контакта. Они появляются

в глубоком туннельном режиме и отвечают совмещению вершины туннельного барьера с каналом волновой функции, имеющим энергию  $E_F + n\hbar\omega$ . Квазиклассическое торможение электрона в этом канале и возле точки поворота в упругом канале делает эффективным оптический переход с поглощением 1, 2, 3 фотонов. Ожидается, что при облучении структуры с туннельным точечным контактом ВЧ полем в диапазоне частот 0.5–1.7 ТГц и амплитудой  $V_0 \approx \hbar\omega$  фотокондактанс на этих ступенях окажется на 1–4 порядка выше темнового.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда 14-22-00143. Мы признательны С.Д. Ганичеву за обсуждение статьи.

1. A. H. Dayem and R. J. Martin, Phys. Rev. Lett. **8**, 246 (1962).
2. P. K. Tien and J. P. Gordon, Phys. Rev. **129**, 647 (1963).
3. P. S. S. Guimarães, B. J. Keay, J. P. Kaminski, S. J. Allen, Jr., P. F. Hopkins, A. C. Gossard, L. T. Florez, and J. P. Harbison, Phys. Rev. Lett. **70**, 3792 (1993).
4. M. Büttiker and R. Landauer, Phys. Rev. Lett. **49**, 1739 (1982).
5. D. D. Coon and H. C. Liu, J. Appl. Phys. **58**, 2230 (1985).
6. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
7. D. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, J. Phys. C: Solid State Phys. **21**, L209 (1988).
8. M. Büttiker, Phys. Rev. B **41**, 7906 (1990).
9. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Baksheyev, and H. Nejoh, in *Quantum coherence and decoherence / Proceedings of the 5-th International Symposium on Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology (ISQ M-Tokyo'95), Japan, August 21–24, 1995*, ed. by K. Fujikawa and Y. A. Ono, N.Y., Elsevier, North Holland (1996), p. 207.
10. K. Yakubo, S. Feng, and Q. Hu, Phys. Rev. B **54**, 7987 (1996).
11. J.-I. Ohe and K. Yakubo, J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 2729 (1999).
12. Q. Hu, Appl. Phys. Lett. **62**, 837 (1993).
13. A. Grincwajg, I. Y. Gorelik, V. Z. Kleiner, and R. I. Shekhter, Phys. Rev. B **52**, 12168 (1995).
14. F. A. Maaø and L. Y. Gorelik, Phys. Rev. B **53**, 15885 (1996).
15. A. D. Levin, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, A. K. Bakarov, N. A. Savostianova, S. A. Mikhailov, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, Appl. Phys. Lett. **107**, 072112 (2015).

16. M. Otteneder, Z.D. Kvon, O.A. Tkachenko, V.A. Tkachenko, A.S. Jaroshevich, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, and S.D. Ganichev, *Phys. Rev. Appl.* **10**, 014015 (2018).
17. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, З. Д. Квон, Письма в ЖЭТФ **102**, 417 (2015).
18. O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, and Z. D. Kvon, Письма в ЖЭТФ **103**, 623 (2016).
19. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Письма в ЖЭТФ **96**, 804 (2012).
20. J. W. Song, N. A. Kabir, Y. Kawano, K. Ishibashi, G. R. Aizin, L. Mourokh, J. L. Reno, A. G. Merkelz, and J. P. Bird, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 223115 (2008).
21. T. J. B. M. Janssen, J. C. Maant, J. Singleton, N. K. Patel, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, L163 (1994).
22. J.-Y. Ge and J. Z. H. Zhang, *J. Chem. Phys.* **105**, 8628 (1996).
23. K. Takahashi and K. S. Ikeda, *Phys. Rev. E* **86**, 056206 (2012).