

Прохождение электрона через туннельный плавный барьер в высокочастотном поле

О. А. Ткаченко¹, В. А. Ткаченко^{1,2}, Д. Г. Бакшеев²

¹ *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН*

² *Новосибирский государственный университет
Новосибирск, Россия*

Аннотация

Численно изучено фотонно-ассистированное прохождение электрона через одномерный плавный барьер, моделирующий потенциал в нижней энергетической подзоне квантового точечного контакта. Показано, что на зависимостях коэффициента прохождения от энергии присутствуют плечеобразные особенности, которые на частотных зависимостях трансформируются в максимумы. Особенности вызваны переходами в канал с энергией, близкой к вершине барьера, при поглощении одного, двух или трех фотонов, и их положение не зависит от амплитуды высокочастотного поля. С понижением частоты фотон-индуцированные ступени исчезают, но в производной коэффициента прохождения от энергии остаются два пика, равноотстоящие по энергии от средней высоты барьера на амплитуду колебаний высоты барьера. Найденные особенности предлагается наблюдать экспериментально при облучении полупроводниковой структуры с квантовым точечным контактом на частотах 0,01–1,7 ТГц.

Ключевые слова

туннелирование, надбарьерное прохождение, квантовый точечный контакт, ступень контактанса, микроволны, терагерцы, низкочастотные особенности, фотонно-ассистированное прохождение

Благодарности

Работа поддержана проектом РНФ № 14-22-00143.

Мы признательны З. Д. Квону и С. Д. Ганичеву за стимулирующие обсуждения

Для цитирования

Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Бакшеев Д. Г. Прохождение электрона через туннельный плавный барьер в высокочастотном поле // Сибирский физический журнал. 2018. Т. 13, № 4. С. 74–90. DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-74-90

Electron Transmission through a Smooth Tunnel Barrier in High-Frequency Field

O. A. Tkachenko¹, V. A. Tkachenko^{1,2}, D. G. Baksheyev²

¹ *A. V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS*

² *Novosibirsk State University
Novosibirsk, Russian Federation*

Abstract

The photon-assisted transmission of an electron through a smooth one-dimensional barrier that simulates the potential in the lower energy subband of the quantum point contact is numerically studied. The dependence of the transmission coefficient on energy shows shoulder-like features, that frequency dependence transforms into maxima. The features are caused by transitions into a channel with the energy close to the top of the barrier when one, two or three photons are absorbed, and their position does not depend of the amplitude of the high-frequency field. With decreasing fre-

quency, the photon-induced steps disappear, but the derivative of the transmission coefficient on energy shows two peaks placed at points lower and higher average height of the barrier on the value equal the amplitude of oscillations.

The discovered features can be observed experimentally upon irradiation of a semiconductor structure with a quantum point contact at frequencies 0.01–1.7 THz.

Keywords

tunneling, over-barrier transmission, quantum point contact, conductance step, microwaves, terahertz, low-frequency features, photon-assisted transmission

Acknowledgements

The work is supported by Russian Scientific Fund, grant no. 14-22-00143.

We are grateful to Z. D. Kvon and S. D. Ganichev for stimulating discussions

For citation

Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G. Electron Transmission through a Smooth Tunnel Barrier in High-Frequency Field. *Siberian Journal of Physics*, 2018, vol. 13, no. 4, p. 74–90. (in Russ.) DOI 10.25205/2541-9447-2018-13-4-74-90

Введение

Влияние высокочастотных (ВЧ) полей на квантовый транспорт в наноструктурах уже полвека исследуется теоретически и экспериментально. В первых работах изучалось влияние микроволн с частотой ω на туннелирование электрона через слой изолятора между сверхпроводниками [1; 2]. На нелинейных зависимостях тока I от тянущего напряжения V 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]. Появление таких особенностей на вольтамперных характеристиках объяснялось фотон-ассистированным туннелированием через высокий барьер [2], при этом предполагалось, что ВЧ потенциал не зависит от координаты x и отличен от нуля лишь с одной стороны от барьера. В более общей теории рассматривалось когерентное фотон-ассистированное прохождение электронов с начальной энергией E_0 через конечную по x область одномерного комбинированного потенциала $U(x) + V(x)\cos(\omega t)$ [4; 5]. Зависимости $U(x)$, $V(x)$ могли быть произвольными кусочно-постоянными функциями внутри области неоднородности потенциала и константами за ее пределами [5]. Решение нестационарного уравнения Шредингера в этом случае является суперпозицией прошедших и отраженных волн в каналах с энергиями $E_n = E_0 \pm n\hbar\omega$, где n – номер канала, и канал с $n = 0$ отвечает упругому прохождению. Полный коэффициент прохождения $D(E_0)$, который вычисляется как сумма вкладов частичных коэффициентов прохождения D_n , определяет кондактанс структуры $G \equiv I/V$ в пределе малого напряжения $V \rightarrow 0$. Это означает, что эффекты фотонно-ассистированного прохождения (ФАП) могут проявляться в линейном режиме транспорта.

Для проверки предсказаний теории ФАП 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 наноструктурах с затворно-управляемым баллистическим коротким сужением в двумерном электронном газе (ДЭГ), т. е. в случае квантового точечного контакта (КТК) [6–8]. В отсутствие облучения кондактанс чистых от примесей КТК квантуется, т. е. с изменением ширины канала G меняется ступеньками высотой $G_0 = 2e^2/h$. Этот эффект обусловлен тем, что движение поперек канала квантуется. Уровни энергии E_k в поперечном сечении потенциала $U(x_i, y)$ плавно меняются с координатой x_i , и эффективный потенциал $U(x, y = 0) + E_k(x)$ одномерных подзон с $k = 0, 1..N$ является гладким барьером с вершиной в самом узком месте $x = 0$. Если энергия падающих электронов меньше высоты барьера в нижней подзоне $k = 0$, то можно пренебречь туннелированием через более высокие подзоны, и задача рассеяния на КТК

сводится к одномерной. Когда же структура с квантовым точечным контактом облучается электромагнитным полем с длиной волны много больше размеров самой наноструктуры, без расчетов говорить о распределении электромагнитного поля и его ориентации трудно. Надо решать трехмерную задачу электродинамики о ближнем поле, в которой учитываются все металлические затворы, а также проводящие и изолирующие области в плоскости ДЭГ. Насколько нам известно, таких расчетов для КТК еще не проводилось. Однако, поскольку в структуре есть выделенные направления, теоретически рассматривались случаи ориентации ВЧ поля вдоль [9] или поперек тока в сужении [10]. В первом случае динамический потенциал имеет вид $V(x)\cos(\omega t)$, и задача о фотонно-ассистированном прохождении остается одномерной, если энергия кванта ВЧ поля не слишком велика для прохождения по более высоким подзонам в результате оптических переходов с поглощением фотонов. Во втором случае задача о ФАП становится принципиально двумерной из-за межподзонных оптических переходов.

Ранее для продольной ориентации ВЧ поля при имитации КТК в глубоком туннельном режиме одномерным ступенчатым барьером расчетом получен гигантский рост коэффициента прохождения, обусловленный фотонно-индуцированным переходом электрона в надбарьерное состояние [9]. Такой рост подтверждался разными способами численного моделирования ФАП в одномерном туннельном барьере с плавной вершиной [11–14].

Для поперечной ориентации действующего ВЧ электрического поля на качественном уровне были рассмотрены оптические переходы между одномерными подзонами КТК и предсказаны отвечающие им ступеньки на затворной зависимости кондактанса в [10]. Это предсказание в дальнейшем пересматривалось [11; 13] и уточнялось численными расчетами [15; 16] с учетом негативных результатов измерений. Заметим, что до сих пор нет надежных расчетов особенностей ФАП в случае смешанных межподзонных и оптических переходов в КТК с двумерным потенциалом вида $U(x, y) + V(x, y)\cos(\omega t)$.

Отклик структур с КТК на облучение с частотой $0,1 \leq f \leq 2,5$ ТГц ранее экспериментально исследовался во многих работах [17–21], но измерения ограничивались главным образом открытым режимом прохождения $G \geq e^2/h$ и ориентацией терагерцового поля поперек тока. О наблюдении фотонных ступенек при этом не сообщалось. Обнаруженное небольшое влияние терагерцовых полей на квантование кондактанса КТК объяснялось радиочастотным выпрямлением либо нагревом ДЭГ при поглощении излучения. Лишь недавно при монохроматическом облучении структур на частотах $f = 0,15, 0,69$ и $1,63$ ТГц был измерен кондактанс короткого туннельного точечного контакта (ТТК), который создан в ДЭГ тонким навесным металлическим затвором [22; 23]. На наибольшей частоте $1,63$ ТГц заметного отклика ДЭГ и ТТК на облучение не было обнаружено. Но для двух меньших f отклик ТТК оказался гигантским: кондактанс увеличивался почти на два порядка от $10^{-3} \cdot 2e^2/h$ при облучении, которое практически не влияло на температуру ДЭГ. Поляризационными измерениями на частоте $0,69$ ТГц выяснено, что данный эффект вызван ВЧ электрическим полем, которое направлено вдоль тока [23]. Результаты для трех частот были количественно объяснены когерентным фотонно-ассистированным туннелированием через плавный одномерный барьер [23–25]. Однако измеренные и вычисленные зависимости кондактанса от затворного напряжения V_g не имели особенностей, отличающих ФАП от более простых механизмов, которые также могут дать сильный рост кондактанса при облучении структуры [24; 25]. Такие особенности в туннельном режиме предсказаны лишь совсем недавно [26]. Кроме того, насколько нам известно, не были проанализированы особенности коэффициента прохождения в низкочастотном пределе.

В настоящей работе, продолжающей и расширяющей [26], мы приводим результаты расчетов, согласно которым ожидается появление особенностей в двух диапазонах частот при влиянии ВЧ поля на прохождение электронов через плавный барьер в нижней одномерной подзоне квантового точечного контакта. Особенности в низкочастотном пределе представ-

ляют собой два пика производной коэффициента прохождения dD/dE_0 , которые отстоят по E_0 от положения основного максимума производной коэффициента прохождения через статический барьер D_{st} на амплитуду колебаний V_0 исходной высоты барьера U_0 . Положение этих пиков $U_0 \pm V_0$ не зависит от конкретного значения частоты в диапазоне $f < 25$ ГГц. Напротив, особенности в диапазоне частот $f = 0,5 \div 1,7$ ТГц представляют собой ступени, которые возникают при совмещении энергии канала $E_0 \pm n\hbar\omega$ для $n = 1, 2, 3$ с вершиной исходного туннельного барьера U_0 в ТТК. С ростом $n\hbar\omega$ растет интервал по $U_0 - E_0$, и, соответственно, уменьшается D_{st} на нижней границе этого интервала, однако сила эффекта, т. е. отношение D/D_{st} увеличивается и может достигать нескольких порядков. В контрасте с низкочастотным пределом положение ступеней не зависит от амплитуды ВЧ поля. Ступени трансформируются в максимумы на частотных зависимостях $D(\hbar\omega)$ в предположении, что амплитуда динамического потенциала $V(x)$ не меняется с изменением частоты.

Метод

Потенциал в ТТК удобно описывать плавным одномерным барьером $U(x) = U_0/\text{ch}^2(x/W)$, где W – характерная полуширина барьера [8; 27]. Высокочастотное поле учитывается в виде периодической по времени добавки к статическому потенциалу:

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

Рассмотрены два случая динамического потенциала $V(x)\cos(\omega t)$. Эксперименты показывают, что ВЧ поле может возникать как между ДЭГ и затвором, создающим сужение [21] (симметричная функция $V(x)$), так и между морями ДЭГ [18] (антисимметричное ВЧ поле $dV(x)/dx$). Расчетами в рамках теории фотонно-ассистированного прохождения было проверено, что оба варианта одинаково хорошо моделируют обнаруженный сильный (на порядки) рост коэффициента прохождения электронов [23–25]. Поэтому основное внимание мы уделяем симметричному случаю, в котором $V(x)$ пропорционален статическому потенциалу (рис. 1, а, в). В антисимметричном случае $V(x)$ считается линейной функцией на интервале $|x| \leq 3W$, а вне этого интервала константами (рис. 1, б, г). Параметры модели выбираются в согласии с основными экспериментальными данными о структуре и ее облучении из работ [22; 23]. 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 $G_{\text{dark}} \approx 10^{-3} G_0$ при высокой плотности ДЭГ $7,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в изучаемой структуре GaAs / AlGaAs. Чтобы влияние ВЧ поля на кондактанс ТТК при низкой температуре могло быть столь же сильным, как при значительном нагреве ДЭГ, максимальная амплитуда колебаний высоты барьера $V_0 = 6$ мэВ берется близкой к характерной активационной энергии, которая была измерена в туннельном режиме по температурной зависимости темного кондактанса при $T = 10 \div 60$ К [23]. В расчетах начальная энергия электрона E_0 меняется в интервале $[U_0 - \Delta, U_0 + \Delta]$, в котором Δ слегка превосходит максимальное значение V_0 и максимальную энергию фотона в эксперименте $\sim 6,75$ мэВ.

Заметим, что эффекты ФАП численно моделировались раньше для потенциалов вида $(U_0 + V_0 \cos(\omega t))/\text{ch}^2(x/W)$, но в других физических постановках задачи, без связи с ТТК в ДЭГ и в другом диапазоне частот [12; 14]. Методы численного моделирования тоже отличались от метода, предложенного в работе [5] и использованного нами.

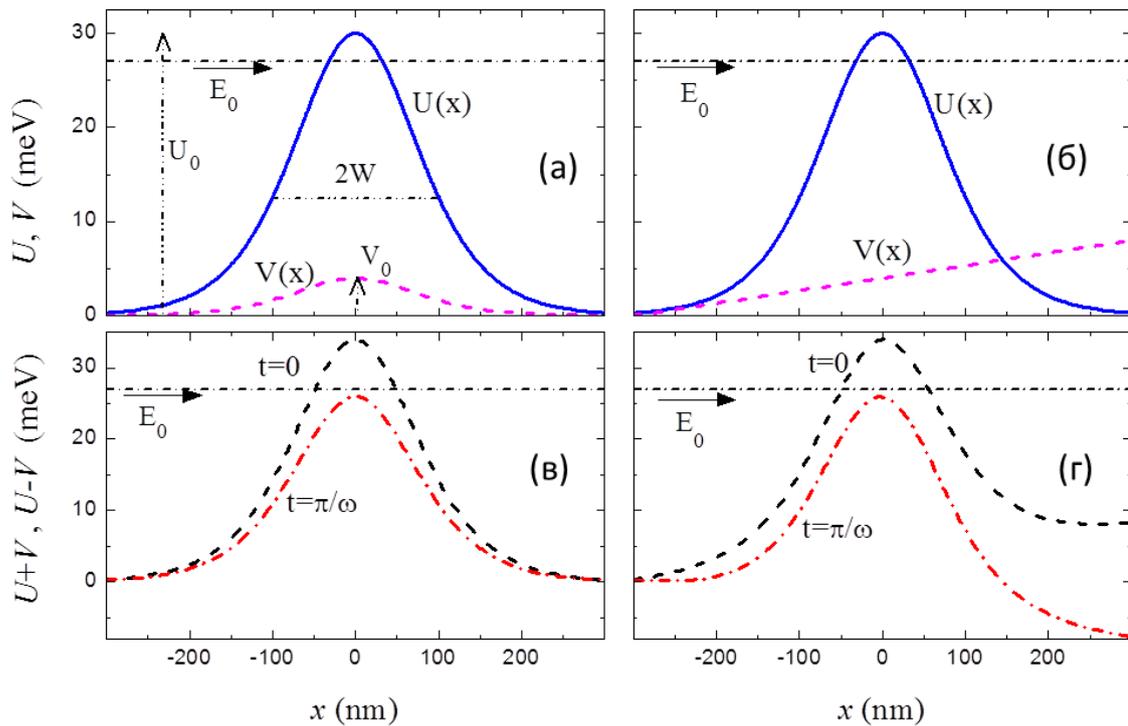


Рис. 1. Статический потенциал $U(x)$, амплитуды $V(x)$ для симметричного (а) и антисимметричного (б) вариантов динамического потенциала $V(x)\cos(\omega t)$. Мгновенные потенциалы $U(x, t)$ в моменты времени $t = 0$ и $t = \pi/\omega$ для симметричного (в) и антисимметричного (г) динамических потенциалов. В показанных случаях амплитуды колебаний высоты барьера одинаковы (4 мэВ). Горизонтальная штрихпунктирная линия отвечает характерной энергии падающих на барьер частиц $E_0 = 27$ мэВ

Fig. 1. Static potential $U(x)$, amplitudes $V(x)$ for symmetric (a) and antisymmetric (б) variants of the dynamic potential $V(x)\cos(\omega t)$. Instantaneous potentials $U(x, t)$ at the instants of time $t = 0$ and $t = \pi/\omega$ for symmetric (в) and antisymmetric (г) dynamic potentials. In the cases shown, the amplitudes of oscillations of the barrier height are the same (4 meV). The horizontal dash-dotted line corresponds to the characteristic energy of particles incident on the barrier $E_0 = 27$ meV

Анализ туннелирования частицы через прямоугольный барьер колеблющейся высоты с частотой ω и амплитудой колебаний V_0 был впервые сделан Бюттикером и Ландауэром [4]. Там же обсуждалось понятие времени взаимодействия частицы с барьером, называемого также временем туннелирования τ . Предполагалось, что частица с массой m и энергией E_0 падает на прямоугольный барьер шириной d и высотой U_0 . Квазиклассическая оценка времени туннелирования в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна (ВКБ) $\tau = \int dx [m/2(U(x) - E_0)]^{1/2}$ дает $\tau = md/\hbar k$, где $k = [2m(U_0 - E_0)]/\hbar$. Авторы работы [4] обосновывают справедливость этой оценки, решая аналитически нестационарное одномерное уравнение Шредингера с потенциалом $U_0 + V_0 \cos(\omega t)$, который отличен от нуля в области барьера $|x| < d/2$. При слабых колебаниях $V_0 \ll \hbar\omega$ и в глубоком туннельном режиме $\hbar\omega \ll E_0 \ll U_0$ учитывались только три канала прохождения: упругий канал с коэффициентом прохождения D и энергией E_0 и два неупругих D_{\pm} с энергиями $E_0 \pm \hbar\omega$. При этом в выражение для D_{\pm} (формула 7 из [4]) входит квазиклассическое время τ . Эту формулу можно переписать как $\tanh(\omega\tau) = (D_+ - D_-)/(D_+ + D_-)$ или $\omega\tau = 0,5 \ln(D_+/D_-)$. Легко видеть, что $D_+ \approx D_-$, если $\omega\tau \ll 1$. В пределе высоких частот $\omega\tau \gg 1$ коэффициенты прохождения по ± 1

сильно различаются $D_+ \gg D_-$ вследствие того, что прохождение по каналу с большей энергией экспоненциально растет. Как обсуждалось в работе [4], значение $\tau \approx 1/\omega$ характеризует переход между низкочастотным и высокочастотным пределами прохождения. В низкочастотном пределе $\omega\tau \ll 1$, когда время прохождения через барьер мало по сравнению с обратной частотой, туннелирование определяется мгновенной высотой барьера. Когда $\omega\tau \sim 1$, барьер уже нельзя считать статическим, вероятность вынужденных переходов в каналы $E_0 \pm \hbar\omega$ определяется из решения время-зависящего уравнения Шредингера. Отметим, что время туннелирования, а следовательно, диапазон низких и высоких частот зависят от параметров статического барьера и энергии падающих частиц. В нашей задаче барьер вида $U_0/\text{ch}^2(x/W)$ имеет параболическую макушку, поэтому для энергий E_0 , близких к вершине, 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 в GaAs, $U_0 = 30$ мэВ, $W = 100$ нм. Таким образом, условию $\omega\tau = 1$ отвечает $\hbar\omega = hf = 0,82$ мэВ, и диапазон $\hbar\omega$ от 0,1 до 8 мэВ охватывает как низкие, так и высокие частоты.

В отличие от работы [4], мы рассматриваем многоканальное прохождение через плавный барьер конечной высоты, когда важны переходы в каналы надбарьерного прохождения $E_0 + n\hbar\omega > U_0$. Амплитуда ВЧ поля V_0 в рассматриваемой задаче также не мала $V_0 \sim \hbar\omega$, при этом число каналов с энергиями $E_0 \pm n\hbar\omega$, которые вносят существенный вклад в прохождение / отражение, становится гораздо больше трех. В этом случае получить и проанализировать решение нестационарного уравнения Шредингера при разных частотах и интенсивностях облучения можно только численно. Алгоритм решения нестационарного уравнения Шредингера

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

который был использован в расчетах, основан на аппроксимации потенциалов $U(x)$, $V(x)$ кусочно-постоянными функциями [5]. Предполагается, что поток электронов с начальной энергией E_0 рассеивается на области неоднородности потенциала с поглощением и испусканием n 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 Ψ и ее производной по x на границах соседних интервалов. Алгоритм позволяет выполнять расчеты для потенциалов разных профилей $U(x)$, $V(x)$ [9; 28–34]. По точности и универсальности алгоритм аналогичен простому методу решения стационарного уравнения Шредингера с кусочно-постоянным $U(x)$ [35]. 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 (или константой в случае антисимметричной функции $V(x)$). Наши расчеты относятся к эксперименту, в котором измеренный кондактанс КТК был меньше $G_0 = 2e^2/h$ независимо от наличия или отсутствия облучения, и, кроме того, не было обнаружено температурной зависимости темнового кондактанса при $T < 10$ К [24]. Квант поперечного финитного движения, определяющий расстояние между одномерными подзонами, в туннельном режиме узкого квантового точечного контакта обычно больше нескольких миллиэлектронвольт, так что прохождением по более высоким одномерным подзонам можно пренебречь. В таком случае в пределе нулевой температуры справедлива простая формула Ландауэра: $G = D(E_0)G_0$, где E_0 имеет смысл уровня Ферми E_F . Применение более общей формулы обосновывалось раньше в случае двумерного транспорта через сужение [16].

Результаты

В силу простой связи $G(E_F) = D(E_0)G_0$ ниже мы говорим о расчете $D(E_0)$. В пределе $\omega t \ll 1$ легко вычислить средний по времени коэффициент прохождения через симметричный барьер вида $(U_0 + V_0 \cos(\omega t))/\text{ch}^2(x/W)$. Для этого нужно усреднить по фазе $\varphi = \omega t$ коэффициенты прохождения $D(E_0)$, полученные из решения стационарного уравнения Шредингера для барьеров $(U_0 + V_0 \cos(\varphi))/\text{ch}^2(x/W)$, где φ меняется от 0 до 2π . Аналитическое решение для коэффициента прохождения через барьер такой формы приведено в [36]. Результат усреднения показан на рис. 2 для трех разных амплитуд V_0 ВЧ поля и в отсутствие его $V_0 = 0$. Без ВЧ поля коэффициент прохождения представляет собой плавную ступень с точкой перегиба при $E = U_0$, когда $D = 0,5$. В ненулевом ВЧ поле в туннельной области $D < 0,5$ происходит гигантское усиление прохождения, а в открытом режиме прохождение подавляется (рис. 2, а, в). Сила эффекта, т. е. отношение D к коэффициенту прохождения через статический барьер D_{st} , определяется амплитудой ВЧ поля V_0 . В производной коэффициента прохождения по энергии (рис. 2, б, г) возникают два максимума, которые отстоят от высоты статического барьера U_0 примерно на V_0 , что показано сеткой вертикальных штрихпунктирных линий на энергиях $E = U_0 \pm V_0$. Зависимости $D(E)$ и dD/dE мы здесь и далее приводим в линейном и логарифмическом масштабах для лучшего представления найденных особенностей.

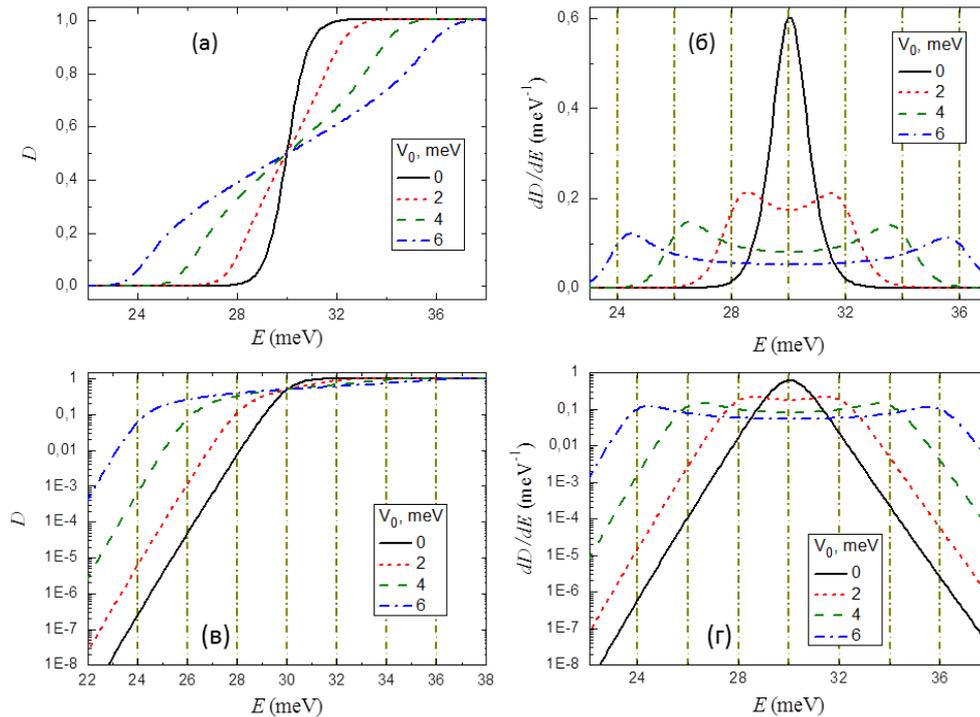


Рис. 2. Результат расчетов в низкочастотном пределе:
а, в – зависимости от энергии $E \equiv E_0$ среднего по времени коэффициента прохождения D через барьер $(U_0 + V_0 \cos(\omega t))/\text{ch}^2(x/W)$ для $U_0 = 30$ мэВ, $W = 100$ нм и указанных значений V_0 ;
б, г – производная dD/dE для кривых, приведенных в (а, в)

Fig. 2. Calculations in the low-frequency limit:
а, в – dependences on the energy $E \equiv E_0$ of the time-averaged transmission coefficient D through the barrier $(U_0 + V_0 \cos(\omega t))/\text{cosh}^2(x/W)$ for $U_0 = 30$ meV, $W = 100$ nm and the values of V_0 shown in the plot;
б, г – derivatives dD/dE for curves given in (а, в)

Отметим, что характерная ширина пиков с $V_0 \neq 0$ практически совпадает с шириной основного пика в $D_{st}(E_0)$ (см. рис. 2, б). Из рис. 2, в ясно, что форма кривых $\ln D(E)$ при $V_0 \neq 0$ в общих чертах одинакова и сходна с формой основной ступени с $V_0 = 0$. Разумеется, логарифмический масштаб скрывает различия формы $D(E)$ при $D \sim 0,5$, которые видны в линейном масштабе (см. рис. 2, а). Тем не менее мы считаем, что в данном случае наблюдаются реплики основной ступени коэффициента прохождения через статический плавный барьер. Появление этих реплик является следствием того, что при равномерном изменении фазы φ колебаний высоты барьера гармоническая добавка к этой высоте $V_0 \cos(\varphi)$ медленно меняется возле значений $\pm V_0$ и быстро при $\varphi \neq \pi n$. На усредненном по φ коэффициенте прохождения D эти замедления и ускорения отражаются парой реплик основной ступени, отстоящих от нее по E чуть меньше чем на $|V_0|$. Найденные простым расчетом зависимости $D(E)$ должны получиться такими же и в теории фотонно-ассистированного прохождения в пределе низких частот, что будет проверено далее.

Рисунок 3 демонстрирует основной результат расчетов по теории ФАП при $\omega t > 1$ на большом интервале по энергии – плечеподобные особенности на зависимостях $D(E_0)$, которые появляются при действии ВЧ поля. В отличие от случая $\omega t \ll 1$ (см. рис. 2), положение этих особенностей зависит уже не от V_0 , а от энергии фотона hf (частоты облучения f). Рисунок 3, а показывает, что все кривые пересекаются примерно в одной точке $D = 0,5$, и основная ступень, имеющая ширину около 2 мэВ, под действием облучения существенно деформируется. Заметно, что при $hf = 2 \div 4$ мэВ на зависимостях $D(E_0)$ появляются квазиplateau. Они лучше всего видны в туннельном режиме на рис. 3, в. График производной dD/dE_0 (рис. 3, б, г) показывает, что в точках перегиба между квазиplateau выполняется $U_0 - E_0 = \pm n\hbar\omega$ с $n = 1, 2$. Значения энергии $E_0 = U_0 - n\hbar\omega$ в туннельном режиме можно считать нижними краями ступеней. Из рис. 3, в видно, как эти края ступенек дискретно сдвигаются с изменением hf . При повышенных f видна только ступень, отвечающая $n = 1$. На этой ступени отношение вычисленного по теории ФАП коэффициента прохождения к D_{st} составляет 3–4 порядка. При $hf = 2$ и 3 мэВ заметны дополнительные ступени, которые размываются с дальнейшим понижением f . На этих частотах в области ступени с $n = 1$ отношение D/D_{st} становится меньше, но все равно остается значительным $D/D_{st} \approx 50 \div 100$.

Рисунок 3, д отвечает моделированию случая из работы [23], в котором структура с ТТК облучалась на частоте $f = 1,63$ ТГц. На всем интервале измерения D от $2 \cdot 10^{-3}$ до 0,5 отклик на облучение отсутствовал. В согласии с экспериментом рис. 3, д показывает, что коэффициенты прохождения в теории ФАП и для статического барьера почти совпадают на большом интервале по E_0 , который расширяется с понижением амплитуды ВЧ поля V_0 . Однако в расчетах при $V_0 \neq 0$ ниже этого интервала в $D(E)$ появляется выраженное плато с неподвижным нижним краем, отвечающим равенству $U_0 - E_0 = \hbar\omega$. Под действием ВЧ поля D при $E_0 = U_0 - \hbar\omega$ может возрасти на три или четыре порядка по сравнению со случаем статического барьера. Таким образом, положение нижних краев ступеней нечувствительно к изменению V_0 в контрасте с тем, что было в случае $\omega t \ll 1$ (см. рис. 2).

Мы выяснили, что коэффициент прохождения $D(E)$ демонстрирует аналогичные ступени в случае антисимметричного динамического потенциала $V(x)\cos(\omega t)$ (см. рис. 1, б, г). Это хорошо видно из сравнения рис. 3, в, г с рис. 4, а, б, на которых в логарифмическом масштабе представлены вычисленные зависимости $D(E)$ и $dD(E)/dE$. В антисимметричном случае задан такой наклон dV/dx на участке $|x| < 3W$, при котором $V(x=0) = 4$ мэВ, т. е. вершина барьера колеблется с той же амплитудой, что и в случае симметричного $V(x)$. Неодинаковость потенциалов $U(x, t)$ проявляется лишь в том, что темп снижения характерных значений квазиplateau с ростом hf постоянен на рис. 3, в, но заметно падает при $hf = 7$ мэВ на рис. 4, а. Однако положение по E_0 особенностей на соответствующих кривых на рис. 3, в, г и 4, а, б

совпадает, и форма этих особенностей практически одинакова в случае симметричного и антисимметричного $V(x)$.

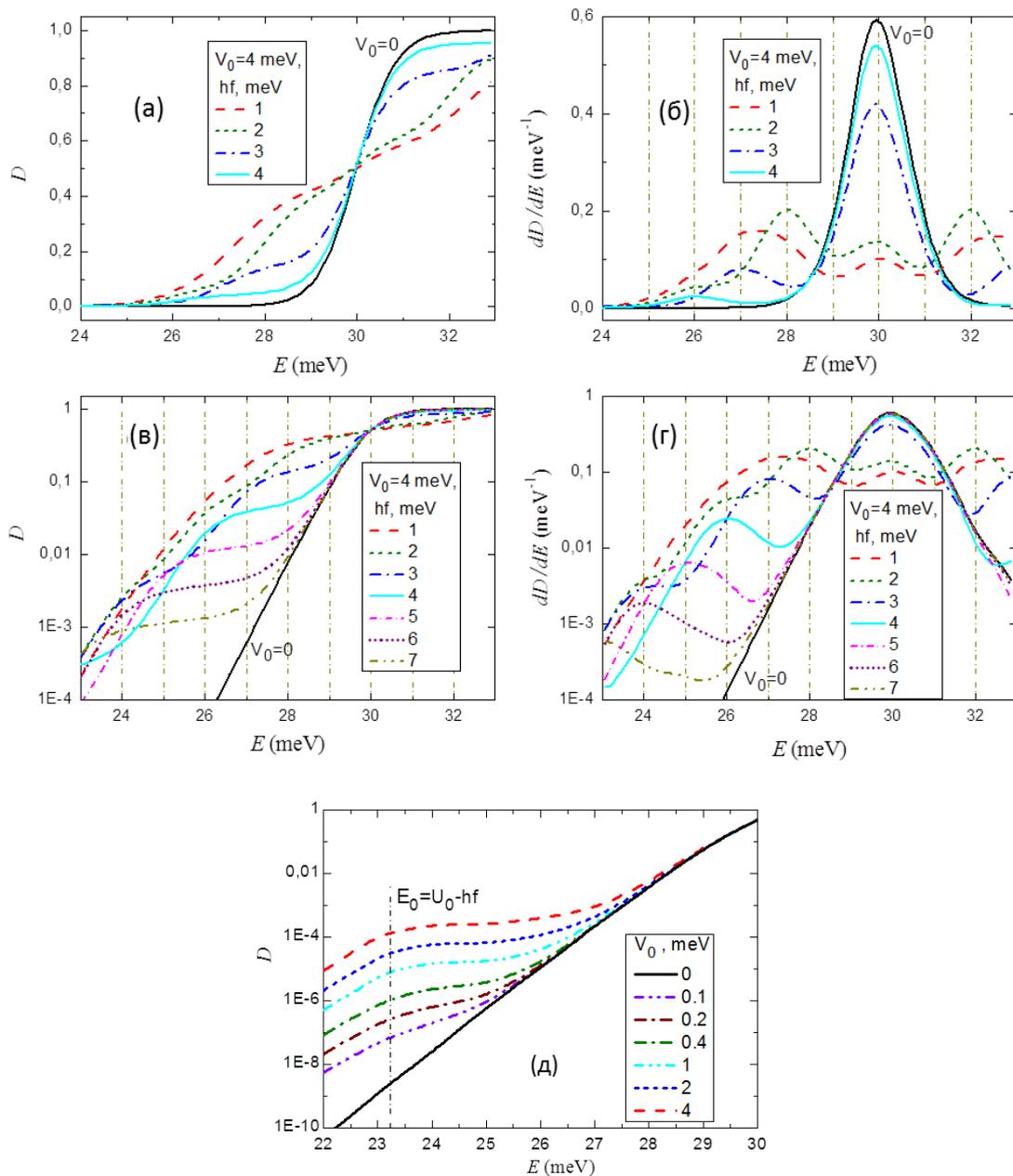


Рис. 3. Результаты вычислений по теории ФАП для терагерцовых частот:

a, δ – зависимости от $E \equiv E_0$ коэффициента прохождения D через барьер $(U_0 + V_0 \cos(\omega t)) / \cosh^2(x/W)$ в теории ФАП; $U_0 = 30$ мэВ, $W = 100$ нм, $V_0 = 4$ мэВ для указанных энергий фотона hf ; δ, ε – производная dD/dE для кривых, приведенных в (a, δ) ; δ – $D(E)$ в случае параметров из работы [23]; $W = 115$ нм, $f = 1,63$ ТГц ($hf = 6,74$ мэВ) для указанных V_0

Fig. 3. The results of calculations by the theory of photon-assisted transmission (PAT) for terahertz frequencies: a, δ – dependences on $E \equiv E_0$ of the transmission coefficient D through the barrier $(U_0 + V_0 \cos(\omega t)) / \cosh^2(x/W)$; $U_0 = 30$ meV, $W = 100$ nm, $V_0 = 4$ meV for the indicated photon energies hf ; δ, ε – derivative dD/dE for the curves given in (a, δ) ; δ – $D(E)$ for parameters from [23], with $W = 115$ nm, $f = 1.63$ THz ($hf = 6.74$ meV) for the indicated V_0

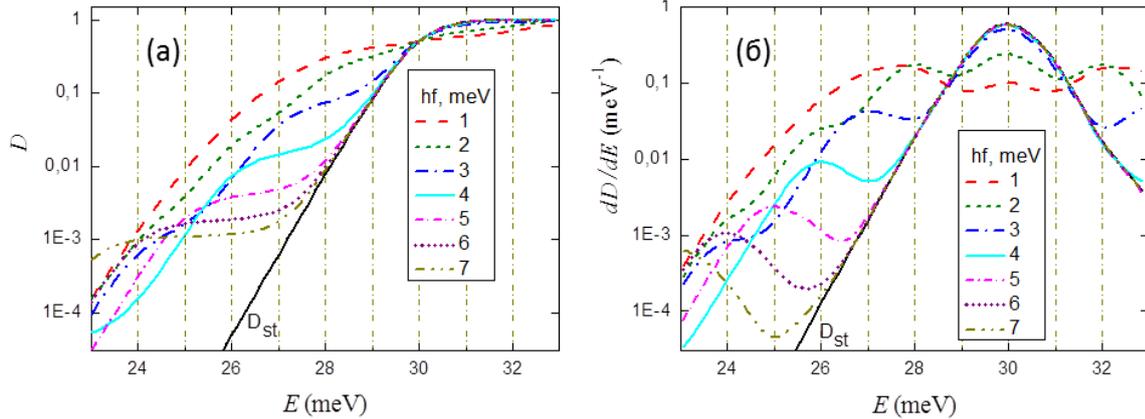


Рис. 4. Зависимости $D(E)$ (а) и $dD(E)/dE$ (б) в теории ФАП для указанных hf в случае потенциала из рис. 1, б, г (антисимметричный $V(x)$); $U_0 = 30$ мэВ, $W = 100$ нм

Fig. 4. Dependencies $D(E)$ (a) and $dD(E)/dE$ (б), calculated in the PAT theory, for the indicated hf in the case of the potential from fig. 1, б, г (antisymmetric $V(x)$); $U_0 = 30$ meV, $W = 100$ nm

Пики dD/dE_0 на всех кривых из рис. 3, б, г и 4, б, кроме $hf = 1$ мэВ, а также переходы между соседними квазиplateau на рис. 3, в и 4, а имеют такую же характерную ширину (2 мэВ), что и ступень при $V_0 = 0$ на рис. 3, а, поэтому особенности с четким положением $E_0 = U_0 - n\hbar\omega$ ($n = 1, 2, 3$) можно считать фотонными репликами основной особенности коэффициента прохождения. Кривые, отвечающие $hf = 1$ мэВ на рис. 3, 4, относятся к промежуточному случаю $\omega\tau \approx 1$. На них не видны ни особенности с $E_0 \approx U_0 \pm V_0$, ни особенности $E_0 \approx U_0 - n\hbar\omega$. Вместо этих особенностей виден более широкий пик с положением при $E_0 \approx 27,5$ мэВ и формой, которые отличаются от того, что было в случае $\omega\tau \ll 1$ при $V_0 = 4$ мэВ (см. рис. 2).

Известно, что в пределе $\omega \rightarrow \infty$ коэффициент прохождения через плавный барьер стремится к D_{st} , поскольку прохождение возникает через усредненный по времени потенциал, который совпадает со статическим [11; 12]. Переход к этому пределу можно видеть на рис. 3, в, д и 4, а по прилипанию кривых $D(E_0)$ к $D_{st}(E_0)$ при повышенных $\hbar\omega$ и достаточно малых $U_0 - E_0$ и V_0 .

На рис. 5 в случае симметричного $V(x)$ показана частотная зависимость коэффициента прохождения через плавный барьер для разных V_0 и E_0 . Видно, что на кривых $D(hf)$ присутствуют осцилляции. Мы приводим зависимости D от величины $(U_0 - E_0)/\hbar\omega$, из которых ясно, что положение локальных максимумов D точно отвечает условию $U_0 - E_0 = n\hbar\omega$ (рис. 5, г–е). Отметим, что в низкочастотном пределе теория ФАП [12] дает тот же самый результат, что и простой расчет при $\omega \rightarrow 0$ [12]. Коэффициент прохождения не зависит от частоты, что объясняет насыщение при $\omega \rightarrow 0$, но зависит от амплитуды V_0 и энергии E_0 (рис. 5, а–в). Мы проверили, что усредненный по ф коэффициент прохождения равен полному D , полученному из решения мультифотонной задачи для наименьших в расчетах $\hbar\omega = 0,1$ мэВ ($\tau\omega = 0,12$). При этом для достижения высокой точности требуется учитывать 80 каналов фотон-ассистированного прохождения. В показанных случаях (см. рис. 5, а–в) отличие D от $D(\omega \rightarrow 0)$ становится заметным при $\hbar\omega \approx 1$ мэВ, что отвечает условию $\tau\omega \approx 1$.

Рисунки 5, а, г даны для случая, когда $E_0 = 27,5$ мэВ и $D_{st}(E_0) = 2 \cdot 10^{-3}$, т. е. соответствует минимальному в экспериментах с ТТК [22; 23]. Видна особенность типа плато при повышен-

ных V_0 , которая становится пиком при $V_0 = 1$ мэВ, и его центр соответствует энергии $+1$ канала вблизи макушки барьера. На высоких частотах $\hbar\omega \gg U_0 - E_0$ полное прохождение экспоненциально подавляется и выходит на насыщение, отвечающее $D_{st}(E_0)$. Напротив, с уменьшением частоты становятся эффективными мультифотонные переходы с поглощением и испусканием $\pm n$ фотонов ($n > 10$). Коэффициент прохождения при этом может расти, оставаться на одном уровне либо убывать в зависимости от V_0 . Таким образом, при $D_{st}(E_0) = 2 \cdot 10^{-3}$ 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 [22; 23].

На рис. 5, б, д показаны частотные зависимости для $E_0 = 26$ мэВ и $E_0 = 25$ мэВ, которые отвечают значениям $D_{st} = 5 \cdot 10^{-5}$ и $D_{st} = 3,5 \cdot 10^{-6}$. Для этих случаев видны уже две особенности коэффициента прохождения, отвечающие $n = 1$ и $n = 2$. При $\hbar\omega \gg U_0 - E_0$ наблюдается экспоненциальный спад $D(hf)$, который прекратится с выходом на D_{st} . В пределе низких частот для $E_0 = 25$ мэВ наблюдается смена поведения $D(hf)$ по сравнению с расчетами для более высоких энергий и той же самой $V_0 = 4$ мэВ. Это объясняется тем, что для этой амплитуды ВЧ поля высоты барьеров меняются от 26 до 34 мэВ. При $E_0 > 26$ мэВ для самых низких высот барьеров ($\cos(\varphi) \approx -1$) прохождение является классически разрешенным и соответствующие коэффициенты прохождения $D(\varphi)$ вносят большой вклад в искомое усредненное значение D . При $E_0 < 26$ мэВ все барьеры с высотами 26–34 мэВ являются туннельными, и с ростом частоты полный коэффициент прохождения растет, а не падает, как для $E_0 > 26$ мэВ. Подобная смена поведения происходит и на рис. 5, а при уменьшении интенсивности до $V_0 = 1$ мэВ.

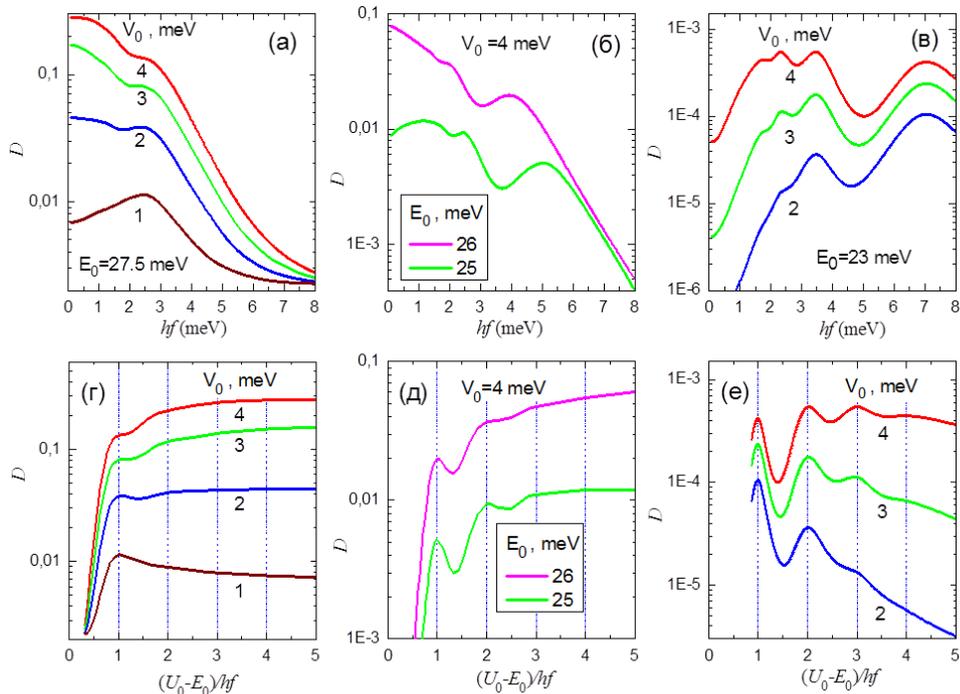


Рис. 5. Зависимости коэффициента прохождения от энергии фотона hf при фиксированных E_0 [26] (а–в). Нижние графики (г–е) представляют верхние кривые в другом масштабе по горизонтали, т. е. $D((U_0 - E_0)/hf)$. Плавный барьер определяется параметрами $U_0 = 30$ мэВ, $W = 100$ нм. ВЧ поле задано симметричной функцией с $V_0 = 1, 2, 3, 4$ мэВ

Fig. 5. Dependences of the transmission coefficient on the photon energy hf with fixed E_0 [26] (a–e). Lower graphics (g–e) show the upper curves at a different horizontal scale, that is, $D((U_0 - E_0)/hf)$. The smooth barrier is determined by parameters $U_0 = 30$ meV, $W = 100$ nm. The high-frequency field is given by a symmetric function with $V_0 = 1, 2, 3, 4$ meV

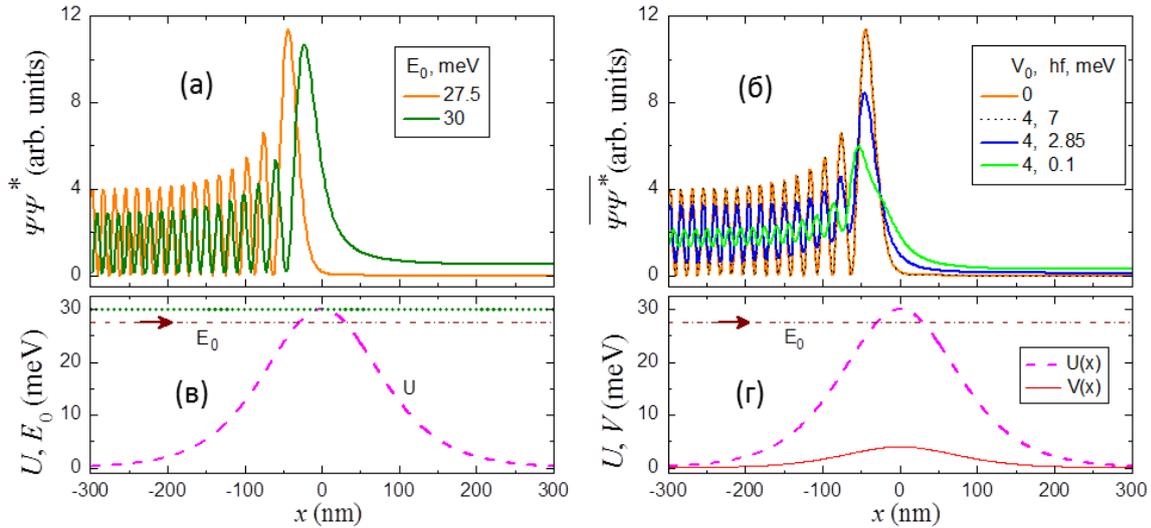


Рис. 6. Плотность вероятности (а) для электронов, падающих с указанной начальной энергией E_0 слева на статический барьер. Усредненная по времени плотность вероятности (б) для электронов с $E_0 = 27,5$ мэВ, в случаях $V_0 = 0, 4$ мэВ и трех частот $\hbar\omega = 7, 2,85$ и $0,1$ мэВ. Статический потенциал $U(x)$ (в) и амплитуда динамического потенциала $V(x)$ (г) ($U_0 = 30$ мэВ, $V_0 = 4$ мэВ). Энергия падающих частиц $E_0 = 27,5$ мэВ отмечена стрелочкой

Fig. 6. (a) – Probability density for electrons incident from the left with initial energy E_0 . (б) – The time-averaged probability density for electrons with $E_0 = 27.5$ meV, in the cases $V_0 = 0, 4$ meV and three frequencies $\hbar\omega = 7, 2.85$, and 0.1 meV. (в, г) – The static potential $U(x)$ and the amplitude of the dynamic potential $V(x)$ ($U_0 = 30$ meV, $V_0 = 4$ meV). The initial energy $E_0 = 27.5$ meV is marked by the arrow

Рисунки 5, в, е отвечают $E_0 = 23$ мэВ, т. е. предельно малому для измерений значению $D_{st} = 1,6 \cdot 10^{-8}$. Однако D на 3–4 порядка выше, чем D_{st} , и на зависимостях D от $(U_0 - E_0)/\hbar f$ видны осцилляции с периодом 1 и локальными максимумами, лежащими точно на целых значениях аргумента от 1 до 4. Отметим, 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 ГТК при фиксированных частотах (см. рис. 3), например так, как делалось в [22; 23].

Интересно увидеть, как меняются с энергией падающих частиц E_0 координатные зависимости плотности вероятности в случае прохождения через статический барьер (рис. 6, а, в), и как меняются с частотой усредненные по времени координатные зависимости при фиксированной E_0 (рис. 6, б, г). Они вычислялись теми же алгоритмами и программами, которые были описаны в [35] и [28], и использованы здесь при расчете коэффициентов прохождения D . Отметим, что для статического потенциала ($V_0 = 0$, см. рис. 6, в) плотность вероятности имеет максимум вблизи классической точки поворота (см. рис. 6, а), причем в туннельном режиме этот максимум в 3 раза больше, чем в случае высокого прямоугольного туннельного барьера, где $|\Psi|_{\max}^2 = 4$ (при отражении, близком к полному). Этот эффект нарастания плотности вероятности на гладком барьере (эффект «цунами») усиливает вероятность фотон-стимулированных переходов по сравнению с туннелированием через прямоугольный барьер. Расчеты показывают, что для используемых параметров барьера в отсутствие ВЧ поля ($V_0 = 0$) значение максимума $|\Psi|_{\max}^2$ в точке поворота сначала растет с увеличением энергии падающих частиц до $E_0 = 29$ мэВ, а потом падает. При этом плотность состояний, определяемая суммой плотностей вероятности при падении частиц на барьер с двух сторон [27], в центре барьера растет с энергией до значения $E_0 = 30,35$ мэВ, при котором $D(E_0) = 0,7$, а потом падает. На рис. 6, а

показано состояние с $E_0 = U_0 = 30$ мэВ, при котором $D(E_0) = 0,5$. В терагерцовом поле переходы с испусканием и поглощением фотонов могут быть эффективными, если локальная плотность состояний, отвечающая энергиям соответствующих каналов, велика, и волновые функции хорошо перекрываются. Эти условия необходимы, но недостаточны, важно еще, чтобы амплитуда ВЧ колебаний барьера V_0 была соизмеримой с $\hbar\omega$.

На рис. 6, б в случае симметричного $V(x)$ показаны усредненные по времени координатные распределения для трех частот $hf = 0,1, 2,85$ и 7 мэВ. Заметим, что энергия фотона $2,85$ мэВ связывает начальную энергию электрона $E_0 = 27,5$ мэВ с каналом $E_1 = 30,35$ мэВ, в котором достигается максимальная плотность состояний при прохождении через статический барьер. Этот рисунок демонстрирует, что теория ФАП при $V_0 \sim \hbar\omega$ в случае $E_0 = 27,5$ мэВ дает существенное отличие усредненной по времени плотности вероятности от $|\Psi|^2$ при прохождении через статический барьер. Отличие проявляется также в коэффициентах прохождения и отражения. В случае $\hbar\omega = 2,85$ мэВ возникает сильное отражение в боковые каналы $n = \pm 1$ за счет уменьшения отражения по упругому каналу, так $R_{-1} = 0,32$, $R_0 = 0,45$, $R_1 = 0,06$. Прохождение оказывается максимальным по $+1$ каналу $D_1 = 0,07$, в то время как полное прохождение увеличивается почти в 55 раз ($D = 0,12$) по сравнению со случаем без ВЧ поля $D_{st} = 0,0022$. В случае $\hbar\omega = 0,1$ мэВ полный коэффициент прохождения $D = 0,28$ возрастает в 127 раз по сравнению с D_{st} . Напротив, переходы электрона в дополнительные каналы подавлены при $\hbar\omega = 7$ мэВ, и усредненная по времени $\langle |\Psi(x,t)|^2 \rangle$ при $V_0 = 4$ мэВ практически совпадает с $|\Psi(x)|^2$ в отсутствие ВЧ поля. Отметим, что для более широких плавных барьеров эффекты ФАП становятся сильнее из-за роста плотности вероятности вблизи точки поворота, однако диапазон энергий и частот, на которых эти эффекты будут заметны, сужается. Поэтому для наблюдения ступенек кондактанса нужно выбирать короткие КТК.

Обсуждение

Интересно экспериментально проверить простой результат, полученный в низкочастотном пределе (см. рис. 2), поскольку наблюдение низкочастотных реплик основной особенности коэффициента прохождения позволит измерить амплитуду ВЧ колебаний V_0 высоты плавного барьера в ТТК и найти коэффициент пропорциональности A между V_0^2 и мощностью источника монохроматических электромагнитных волн, облучающих образец. Заметим, что коэффициент пропорциональности A неизвестен и сильно зависит от частоты из-за деталей геометрии экспериментальной установки и самого образца, но требуемая для нахождения V_0 связь параметра $U_0 - E_F$ с затворным напряжением V_g может быть измерена безотнositельно действия ВЧ поля.

Сравнивая основной результат работы с тем, что было известно до публикации [26], подчеркнем, что в рамках теории ФАП не предсказывалось ступенек полного коэффициента прохождения через плавный одномерный туннельный барьер, а также соответствующих осцилляций с несколькими пиками на частотной зависимости. Показанные на рис. 3, 4 ступени можно считать фотонными повторениями (репликами) основной особенности коэффициента прохождения через статический барьер. Хотя высота ступеней по абсолютной величине с ростом $|n\hbar\omega|$ резко падает, относительный перепад коэффициента прохождения между соседними квазиplate в туннельном режиме может быть больше одного порядка (см. рис. 3, в, 4, а), и ширина переходов между квазиplate совпадает с шириной основного перехода в коэффициенте прохождения через статический барьер (см. рис. 3, а, б).

По основному механизму найденные нами фотонные ступеньки аналогичны экспериментально обнаруженным ступенькам при фотонно-ассистированном туннелировании между

сверхпроводниками [1; 2] либо между полупроводниковыми квантовыми ямами [3; 37–39]. Речь идет о фотонных повторениях основной особенности, существующей без облучения, но есть существенное отличие в природе этой особенности, свойственной самим наноструктурам. В экспериментальных работах [1–3; 37–39] основная особенность является резонансным пиком дифференциального кондактанса, который возникает при совмещении заполненного и пустого краев сверхпроводящих щелей в туннельно-разделенных различных сверхпроводниках [1; 2] либо при совмещении заполненного и пустого квазидискретных уровней энергии в соседних потенциальных ямах [3; 37–39]. Временная задержка при попадании электрона в эти совмещаемые электрическим напряжением состояния огромна. Соответственно, фотонные реплики базовых резонансов являются выраженными резонансными пиками дифференциального кондактанса. Заметим, что ранее были предсказаны и другие резонансные особенности коэффициента прохождения для наноструктур разных типов в ВЧ полях светового, ИК, терагерцового и микроволнового диапазонов [9; 28–34; 40–43]. Во всех этих случаях существенным было присутствие в наноструктурах особенностей по энергии с бесконечной или очень большой плотностью состояний типа уровней энергии [29; 41], квазиуровней [9; 30; 31; 40; 42], надбарьерных резонансов [9; 43] или дна одномерного континуума [32–34]. Предсказанные резонансные эффекты все еще ожидают экспериментальной проверки. В случае квантового точечного контакта коэффициент прохождения не имеет резонансных особенностей, но плотность состояний при $E_0 = U_0$ достаточно велика. Соответственно фотонные реплики этой особенности проявляются в виде ступенек. Недавние эксперименты по терагерцовому облучению структур с коротким туннельным точечным контактом [23] вплотную подошли к наблюдению обнаруженных расчетом фотонно-индуцированных особенностей прохождения через плавный барьер. Необходимо лишь еще больше углубиться в туннельный режим или немного сдвинуть энергию фотона.

Заключение

Работа дополняет краткое сообщение [26]. Расчетом в случаях симметричного и антисимметричного динамических потенциалов терагерцовой частоты найдены фотонные ступеньки коэффициента прохождения D через плавный барьер, моделирующий статический потенциал в нижней подзоне квантового точечного контакта. Фотонные ступеньки отвечают совмещению вершины статического барьера U_0 с каналом волновой функции, имеющим энергию $E_0 \pm n\hbar\omega$, где E_0 – начальная энергия электрона. Квазиклассическое торможение электрона в канале возле вершины барьера и рядом с точкой поворота в туннельном канале E_0 делает эффективным оптический переход с поглощением 1, 2, 3 терагерцовых фотонов при характерной амплитуде высокочастотных колебаний барьера $V_0 \sim \hbar\omega$. В низкочастотном пределе предсказаны особенности другой природы в виде пиков производной dD/dE_0 при $E_0 \approx U_0 \pm V_0$. Ожидается, что коэффициент прохождения и, следовательно, наблюдаемый кондактанс в туннельном режиме будут увеличиваться на 1–4 порядка при облучении структуры с КТК электромагнитными волнами в диапазоне частот 0,01–1,7 ТГц.

Список литературы / References

1. **Dayem A. H., Martin R. J.** Quantum interaction of microwave radiation with tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 8, p. 246–248.
2. **Tien P. K., Gordon J. P.** Multiphoton process observed in the interaction of microwave fields with the tunneling between superconductor films. *Phys. Rev.*, 1963, vol. 129, p. 647–651.
3. **Guimarães P. S. S., Keay B. J., Kaminski J. P., Allen S. J. Jr., Hopkins P. F., Gosard A. C., Florez L. T., Harbison J. P.** Photon-mediated sequential resonant tunneling in intense terahertz electric fields. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, vol. 70, p. 3792–3795.

4. Büttiker M., Landauer R. Traversal Time for Tunneling. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, p. 1739–1742.
5. Coon D. D., Liu H. C. Time-dependent quantum-well and finite-superlattice tunneling. *J. Appl. Phys.*, 1985, vol. 58, p. 2230–2235.
6. Wees B. J. van, Houten H. van, Beenakker C. W. J., Williamson J. G., Kouwenhoven L. P., Marel D. van der, Foxon C. T. Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-dimensional Electron Gas. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, vol. 60, p. 848–850.
7. Wharam D., Thornton T. J., Newbury R., Pepper M., Ahmed H., Frost J. E. F., Hasko D. G., Peacock D. C., Ritchie D. A., Jones G. A. C. One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1988, vol. 21, p. L209–L214.
8. Büttiker M. Quantized transmission of a saddle-point constriction. *Phys. Rev. B*, 1990, vol. 41, p. 7906–7909.
9. Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G., Nejoh H. Localization of tunneling electron in a potential barrier with alternating height. In: Quantum coherence and decoherence. Proceedings of the 5th International Symposium on Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology (ISQM-Tokyo'95), Japan, August 21–24, 1995. Eds. K. Fujikawa, Y. A. Ono. New York, Elsevier / North Holland, 1996, p. 207–210.
10. Hu Q. Photon-assisted quantum transport in quantum point contacts. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, vol. 62, p. 837–839.
11. Yakubo K., Feng S., Hu Q. Simulation studies of photon-assisted quantum transport. *Phys. Rev. B*, 1996, vol. 54, p. 7987–7995.
12. Ge J.-Y., Zhang J. Z. H. Quantum mechanical tunneling through a time-dependent barrier. *J. Chem. Phys.*, 1996, vol. 105, p. 8628–8632.
13. Ohe J.-I., Yakubo K. Transfer matrix approach to photon-assisted quantum transport in quantum point contacts. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1999, vol. 68, p. 2729–2734.
14. Takahashi K., Ikeda K. S. Instanton and noninstanton tunneling in periodically perturbed barriers: Semiclassical and quantum interpretations. *Phys. Rev. E*, 2012, vol. 86, p. 056206.
15. Grinewajg A., Gorelik I. Y., Kleiner V. Z., Shekhter R. I. Photoconductance oscillations in a two-dimensional quantum point contact. *Phys. Rev. B*, 1995, vol. 52, p. 12168–12178.
16. Maaø F. A., Gorelik L. Y. Photoconductance through quantum point contacts: Exact numerical results. *Phys. Rev. B*, 1996, vol. 53, p. 15885–15892.
17. 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, vol. 63, p. 1522–1524.
18. Janssen T. J. B. M., Maan J. C., Singleton J., Patel N. K., Pepper M., Frost J. E. F., Ritchie D. A., Jones G. A. C. A new mechanism for high-frequency rectification in a ballistic quantum point contact. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 1994, vol. 6, p. L163–L168.
19. Wyss R. A., Eugster C. C., del Alamo J. A., Hu Q., Rooks M. J., Melloch M. R. Far-infrared radiation-induced thermopower in a quantum point contact. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 66, p. 1144–1146.
20. Song J. W., Aizin G. R., Mikalopas J., Kawano Y., Ishibashi K., Aoki N., Reno J. L., Ochiai Y., Bird J. P. Bolometric terahertz detection in pinched-off quantum point contacts. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, vol. 97, p. 083109.
21. Song J. W., Kabir N. A., Kawano Y., Ishibashi K., Aizin G. R., Mourokh L., Reno J. L., Merkelz A. G., Bird J. P. Terahertz response of quantum point contacts. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, vol. 92, p. 223115.
22. Levin A. D., Gusev G. M., Kvon Z. D., Bakarov A. K., Savostianova N. A., Mikhailov S. A., Rodyakina E. E., Latyshev A. V. Giant microwave photo-conductance of a tunnel point contact with a bridged gate. *Appl. Phys. Lett.*, 2015, vol. 107, p. 072112.
23. Otteneder M., Kvon Z. D., Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Jaroshevich A. S., Rodyakina E. E., Latyshev A. V., Ganichev S. D. Giant Terahertz Photoconductance of Quantum Point Contacts in the Tunneling Regime. *Phys. Rev. Appl.*, 2018, vol. 10, p. 0140157.

24. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Квон З. Д.** Фотонно-стимулированное прохождение электрона через туннельный точечный контакт в микроволновом поле // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. С. 417–422.
Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Kwon Z. D. Photon-Assisted Electron Transport through a Quantum Point Contact in a Microwave Field. *JETP Letters*, 2015, vol. 102, p. 378–382.
25. **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 Letters*, 2016, vol. 103, p. 555–556.
26. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А., Бакшеев Д. Г., Квон З. Д.** Ступени терагерцового гигантского фотоконтактанса туннельного точечного контакта // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108, вып. 6. С. 422–427.
Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G., Kwon Z. D. Steps of the Giant Terahertz Photoconductance of a Tunneling Point Contact. *JETP Letters*, 2018, vol. 108, no. 6, p. 396–401.
27. **Ткаченко О. А., Ткаченко В. А.** О температурной зависимости аномальных особенностей контактанса и термоЭДС в квантовых точечных контактах // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 804–808.
Tkachenko O. A., Tkachenko V. A. Temperature dependence of conductance and thermopower anomalies of quantum point contacts. *JETP Letters*, 2012, vol. 96, p. 396–401.
28. **Baksheyev D. G., Tkachenko O. A., Tkachenko V. A.** Modeling of high frequency field influence on electron transmission through quantum size structures. In: *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*. Eds. V. E. Borisenko et al. Minsk, Belarus, 1995, p. 268–270.
29. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G.** Resonant transmission of electrons in a quantum wire through a potential well with oscillating bottom. In: *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*. Eds. V. E. Borisenko et al. Minsk, Belarus, 1995, p. 126–130.
30. **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. In: *Compound Semiconductors-95*. Inst. Phys. Conf. Ser., 1996, no. 145, ch. 10, p. 1193–1198.
31. **Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Baksheyev D. G.** Terahertz-field-induced recovery of resonant-electron transparency of semiconductor superlattices in electric field. *J. Appl. Phys.*, 1997, vol. 81, p. 1771–1774.
32. **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, vol. 53, p. 4672–4676.
33. **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, vol. 54, p. 13452–13456.
34. **Tkachenko O. A., Baksheyev D. G., Tkachenko V. A., Wojtsekhowski M. B.** Dynamic Barriers in Uniform 2DEG as Splitter and Source of Electron Beams. *Physica B*, 1998, vol. 249–251, p. 373–376.
35. **Tkachenko V. A., Tkachenko O. A., Kotkin G. L., Tupitsin V. G.** Programs for modeling waves in quantum-size microstructures. *Physica B*, 1991, vol. 175, p. 75–79.
36. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
Landau L. D., Lifshitz E. M. Quantum Mechanics. Moscow, Nauka, 1974. (in Russ.)
37. **Chitta V. A., de Bekker R. E. M., Maan J. C., Hawksworth S. J., Chamberlain J. M., Henini M., Hill G.** Photon-assisted tunneling in sequential resonant tunneling devices. *Semicond. Sci. Technol.*, 1992, vol. 7, p. 432–435.
38. **Drexler H., Scott J. S., Allen S. J., Campman K. L., Gossard A. C.** Photon-assisted tunneling in a resonant tunneling diode: stimulated emission and absorption in the THz range. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol. 67, p. 2816–2818.

39. **Faist J., Capasso F., Sirtori C., Sivco D., Cho A.** In: Intersubband transitions in quantum wells: physics and device applications II. Eds. H. C. Liu and F. Capasso. San Diego, Academic, 2000, vol. 66, ch. 1, p. 1–83.
40. **Sokolovski D.** Resonance tunneling in a periodic time-dependent external field. *Phys. Rev. B*, 1988, vol. 37, p. 4201–4208.
41. **Sacks R. A., Szoke A.** Electron scattering assisted by an intense electromagnetic field: Exact solution of a simplified model. *Phys. Rev. A*, 1989, vol. 40, p. 5614–5632.
42. **Сумецкий М. Ю., Фельштын М. Л.** Абсолютная прозрачность неупругого канала и фотовольтаический эффект при резонансном туннелировании через двухъямную гетероструктуру // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 24–27.
Sumetskiĭ M. Yu., Felshtyn M. L. Absolute transparency of an inelastic channel and the photovoltaic effect in the resonance tunneling through the two-well heterojunction. *JETP Lett.*, 1991, vol. 53, p. 24–27. (in Russ.)
43. **Hagmann M. J.** Mechanism for resonance in the interaction of tunneling particles with modulation quanta. *J. Appl. Phys.*, 1995, vol. 78, p. 25–29.

*Материал поступил в редколлегию
Received
14.08.2018*

Сведения об авторах / Information about the Authors

Ткаченко Ольга Александровна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия)

Olga A. Tkachenko, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, A. V. Rzhonov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

otkach@list.ru

Ткаченко Виталий Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН (пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия); доцент, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Vitaliy A. Tkachenko, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Senior Scientist, A. V. Rzhonov Institute of Semiconductor Physics SB RAS (13 Academician Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation); Associate Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

vtkach@isp.nsc.ru

Бакшеев Дмитрий Георгиевич, кандидат физико-математических наук, ассистент, Новосибирский государственный университет (ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия)

Dmitriy G. Baksheev, Candidate of Science (Physics and Mathematics), Professor, Novosibirsk State University (2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation)

d.baksheev@g.nsu.ru