

УДК 535.215.1

**ОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН ПЛОТНОСТЕЙ ЗАРЯДА И ТОКА
ПРИ РАССЕЯНИИ ГАУССОВА ВОЛНОВОГО ПАКЕТА
НА ТРЕХБАРЬЕРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ****Ю.Г. Пейсахович, А.А. Штыгашев***Новосибирский государственный технический университет*

Рассмотрена нестационарная эмиссия электронов из трехбарьерной гетероструктуры в результате рассеяния волнового пакета от внешнего источника электронов. Показано, что в результате возбуждения импульсным источником электронов дублета квазистационарных состояний гетероструктуры вне системы может реализоваться генерация бегущих волн плотностей заряда и тока. Эмиссия этих волн сопровождается распад смешанного квазистационарного состояния, которое образуется при заселении дублета близко расположенных квазистационарных уровней в непрерывном спектре. Эффект возникает, если в некоторый момент времени волновая функция, описывающая заселенность дублета, сильно пространственно-несимметрична вдоль гетероструктуры. При достаточно малой прозрачности потенциальных барьеров связанные колебания дублетных резонансных состояний проявляются в виде периодического перетекания электронной плотности через средний барьер между двумя ямами гетероструктуры, который сопровождается колебаниями плотности заряда и тока электронов, выходящих во внешнее пространство через крайние потенциальные барьеры. В результате вне гетероструктуры образуются уходящие влево и вправо волны электронной плотности заряда и тока. Частота этих волн равна разностной частоте дублета, длина волн определяется разностью волновых чисел свободного движения электронов с резонансными энергиями, а скорость их распространения – отношением этих величин. Процесс излучения таких электронных волн длится в течение времени жизни квазистационарных состояний, которое при достаточно малой прозрачности барьеров может быть много больше периода волн. Представлены результаты численно-аналитического моделирования образования волн плотности заряда и тока вне гетероструктуры, основанные на решении нестационарного уравнения Шрёдингера, описывающего рассеяние гауссова волнового пакета на модельной структуре, образованной тремя туннельно-прозрачными диэлектрическими пленками, моделируемыми δ -барьерами одинаковой мощности, разделенными тонкими проводящими или вакуумными слоями нанометровой толщины. Эта модель позволила реализовать численные расчеты и произвести оценки частот, длин и скоростей волн, а также амплитуд колебаний зарядов и токов при заданной интенсивности возбуждающего пакета и мощности потенциальных барьеров.

Ключевые слова: трехбарьерная гетероструктура, квазистационарные состояния, гауссов волновой пакет, нестационарная эмиссия, волны плотности заряда и тока.

DOI: 10.17212/1727-2769-2017-4-31-42

Введение

Способность наногетероструктур селективным образом пропускать и преобразовывать волновые сигналы разной физической природы позволяет создавать самые высокоскоростные и высокочастотные твердотельные приборы оптоэлектроники, акустоэлектроники, систем передачи информации, лазерной техники и т. п. В последние годы происходит интенсивное развитие фемтосекундной спектроскопии, связанной с появлением лазерных источников, способных генерировать ультракороткие импульсы света пикосекундной и фемтосекундной длительности. Воздействие столь кратковременными сигналами на микроскопические системы и

детектирование соответствующих откликов дает возможность изучать быстро протекающие процессы, длительность которых меньше или порядка времен релаксации электронной подсистемы в металлах и полупроводниках [1–4]. Обычно основной целью применения фемтосекундной техники является получение информации о динамике движения электронов и атомов в молекулах и твердых телах, о кинетике химических реакций, о процессах фотовозбуждения и релаксации различных колебаний в атомных и электронных подсистемах [5, 6]. Кроме зондирования вещества можно поставить задачу о преобразовании ультракоротких импульсов возбуждения в систему колебаний и волн электронной плотности заряда и тока в масштабах меньших длины и времени квантовой когерентности электронов. Эту задачу можно решить с помощью наноразмерных гетероструктур. В частности, тонкопленочные структуры типа двойной квантовой ямы с туннельно-прозрачными для электронов стенками формируют дублеты долгоживущих квазистационарных состояний в непрерывном спектре энергии. Уровни дублетов и времена жизни соответствующих им квазистационарных состояний определяются полюсами амплитуд стационарного рассеяния электронов на гетероструктуре. Импульсное возбуждение и медленный туннельный распад нестационарного состояния, образованного суперпозицией и резонансной интерференцией квантовых состояний из включающей дублет узкой полосы электронного спектра, могут сопровождаться временными и пространственными осцилляциями эмиссионного тока на разностной частоте дублета [7]. Эффект возникает, если в некоторый момент времени волновая функция, описывающая заселенность дублета, сильно пространственно-несимметрична вдоль гетероструктуры. При достаточно малой прозрачности потенциальных барьеров связанные колебания смешанных дублетных резонансных состояний проявляются в виде периодического перетекания электронной плотности через средний барьер между двумя ямами гетероструктуры, который сопровождается колебаниями плотности заряда и тока электронов, выходящих во внешнее пространство через крайние потенциальные барьеры. В результате вне гетероструктуры образуются уходящие влево и вправо волны электронной плотности заряда и тока. Частота этих волн равна разностной частоте дублета, длина волн определяется разностью волновых чисел свободного движения электронов с резонансными энергиями, а скорость их распространения – отношением этих величин. Процесс излучения таких электронных волн длится в течение времени жизни квазистационарных состояний, которое при достаточно малой прозрачности барьеров может быть много больше периода волн [8–11]. Система может перейти в режим повторения процесса излучения или даже в режим автоколебаний, если обеспечить периодическую резонансную подкачку несимметричной заселенности дублета в гетероструктуре. Несимметричную заселенность дублета можно создавать разными способами. Мы изучали и моделировали два способа: рассеянием падающего на систему волнового пакета и несимметричным фотовозбуждением электронов в потенциальных ямах с последующим образованием переменного тока фотоэмиссии. В настоящей статье приводятся результаты численно-аналитического моделирования образования волн плотности заряда и тока при рассеянии гауссова волнового пакета на трехбарьерной гетероструктуре.

1. Теоретическая модель и расчетные формулы

Решение одномерной стационарной задачи рассеяния волн де Бройля на такой структуре приводит к дублетным полюсным особенностям амплитуд рассеяния, что указывает на существование дублетов квазистационарных состояний с близкими значениями энергии в непрерывном спектре над вакуумным уровнем. При

малой прозрачности δ -барьеров распад таких квазистационарных состояний происходит достаточно медленно путем постепенного туннелирования волновой функции частицы через краевые барьеры. Если создать суперпозицию дублетных состояний, несимметрично заселяющую две потенциальные ямы между δ -барьерами, то колебания нестационарных волновых функций приводят к квазипериодическим процессам на разностной частоте дублета с периодом много меньшим времени жизни квазистационарных состояний. Внутри гетероструктуры плотность вероятности координаты частицы будет периодически перетекать между двумя ямами, медленно уменьшаясь по амплитуде, при этом вне гетероструктуры в каждой точке пространства плотность вероятности координаты и плотность тока частицы тоже будут колебаться со временем, причем максимумы и минимумы будут удаляться от гетероструктуры с определенной скоростью в виде волн плотностей вероятности и тока. Длины этих волн определяются разностью волновых чисел, соответствующих энергиям дублета. Продемонстрируем это для случая, когда несимметричное заселение квазистационарных уровней происходит в результате рассеяния волнового пакета, падающего на гетероструктуру.

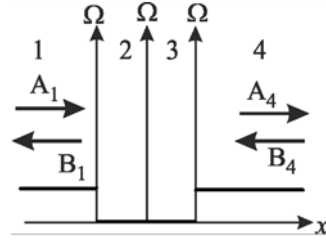


Рис. 1 – Модель трехбарьерной гетероструктуры

Fig. 1 – The model of a triple-barrier heterostructure

Базисные решения стационарной задачи рассеяния при энергии E для уравнения Шрёдингера имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \psi(E, x) &= A_1 \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x), & x < 0, \\
 \psi(E, x) &= A_2 \exp(ik_2x) + B_2 \exp(-ik_2x), & d > x > 0, \\
 \psi(E, x) &= A_3 \exp(ik_3(x-d)) + B_3 \exp(-ik_3(x-d)), & 2d > x > d, \\
 \psi(E, x) &= A_4 \exp(ik_4(x-2d)) + B_4 \exp(-ik_4(x-2d)), & x > 2d,
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $k_i = \hbar^{-1} \sqrt{2m(U_i - E)}$ – волновое число, где m – масса электрона, U_i – потенциальная энергия электрона в i -й области, $i = 1, 2, 3, 4$; $k_1 = k_4, k_2 = k_3$. A_i и B_i – парциальные амплитуды плоских монохроматических волн, распространяющихся соответственно вправо и влево.

Метод трансфер-матрицы позволяет связать все парциальные амплитуды линейными соотношениями:

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} &= L_2^{-1} M_\Omega L_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \\
 \begin{pmatrix} A_3 \\ B_3 \end{pmatrix} &= L_3^{-1} M_\Omega M L_2 \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} = L_3^{-1} M_\Omega M M_\Omega L_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix}, \\
 \begin{pmatrix} A_4 \\ B_4 \end{pmatrix} &= \tilde{M} \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix},
 \end{aligned} \tag{2}$$

$$\tilde{M} = L_4^{-1} M_\Omega M M_\Omega M M_\Omega L_1, \tag{3}$$

где M_Ω – матрица перехода через δ -барьер, а M – через промежуток между ними, L_i - матрицы диагонализации, они имеют вид

$$M_\Omega = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \Omega & 1 \end{pmatrix}, M = \begin{pmatrix} \cos k_2 d & \frac{\sin k_2 d}{k_2} \\ -k_2 \sin k_2 d & \cos k_2 d \end{pmatrix}, L_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ ik_i & -ik_i \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Для базисной задачи стационарного рассеяния приходящей слева волны имеем условия $B_4 = 0$ и $A_1 = \hbar^{-1} \sqrt{m/2\pi k_1}$ (обеспечивает нормировку стационарных волновых функций на δ -функцию энергии), поэтому все парциальные амплитуды можно выразить через амплитуду падающей волны A_1 . В частности, из (2) получаем выражения амплитуд отраженной B_1 и прошедшей A_4 волн.

$$B_1 = -\frac{\tilde{M}_{21}}{\tilde{M}_{22}} A_1, \quad A_4 = \frac{\tilde{M}_{11}\tilde{M}_{22} - \tilde{M}_{12}\tilde{M}_{21}}{\tilde{M}_{22}} A_1, \quad (5)$$

где \tilde{M}_{ij} – матричные элементы двумерной ($i, j = 1, 2$) эффективной трансфер-матрицы \tilde{M} [6]. Отсюда видно, что все парциальные амплитуды (кроме A_1), и в частности амплитуды отражения и прохождения, будучи обратно пропорциональными матричному элементу \tilde{M}_{22} матрицы перехода через гетероструктуру, могут иметь полюсные особенности (как и величина \tilde{M}_{22}^{-1}), которые определяются нулями матричного элемента $\tilde{M}_{22} = 0$, т. е. могут иметь резонансный характер вблизи квазистационарных уровней.

Для численных расчетов были выбраны следующие параметры гетероструктуры: $d = 125 \text{ \AA}$, $U_1 = U_4 = 4 \text{ эВ}$, $U_2 = U_3 = 0 \text{ эВ}$, $\Omega = 10 \text{ а.е.} = 18,9 \text{ \AA}^{-1}$. Комплексные корни уравнения $\tilde{M}_{22} = 0$ группируются в дублеты. Для нижнего по энергии над вакуумным уровнем дублета получаем комплексные корни $E_1 = (4,645 - i8,525 \cdot 10^{-5}) \text{ эВ}$ и $E_2 = (4,653 - i8,598 \cdot 10^{-5}) \text{ эВ}$. Реальные части этих корней дают энергии квазистационарных состояний, соответствующие уровням данного дублета, а мнимые части корней позволяют оценить времена жизни этих квазистационарных состояний $\tau_1 = \hbar / \text{Im} E_1 = 7,724 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ и $\tau_2 = \hbar / \text{Im} E_2 = 7,658 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. В окрестности этого дублета график расчетной зависимости $|\tilde{M}_{22}|^{-1}$ от реальной энергии E приведен на рис. 2, а, а положения комплексных полюсов – на рис. 2, b. Максимумы $|\tilde{M}_{22}|^{-1}$ на графике рис. 2, а находятся при энергиях $E_1 = 4,649 \text{ эВ}$, $E_2 = 4,657 \text{ эВ}$, т. е. немного сдвинуты вверх относительно реальных частей полюсов [8, 10, 11].

В наших работах [8, 10] показано, что в гетероструктуре, образованной δ -барьерами одинаковой мощности Ω , расположенными на расстоянии d друг от друга, время жизни n -го квазистационарного состояния τ_n растет с возрастанием Ω и d , но убывает с ростом n пропорционально $\propto m\Omega^2 d^4 / (n+1)^3$, однако с

возрастанием Ω убывают и коэффициенты пропускания δ -барьеров, т. е. затрудняется заселение квазистационарных уровней проникновением электронов снаружи.

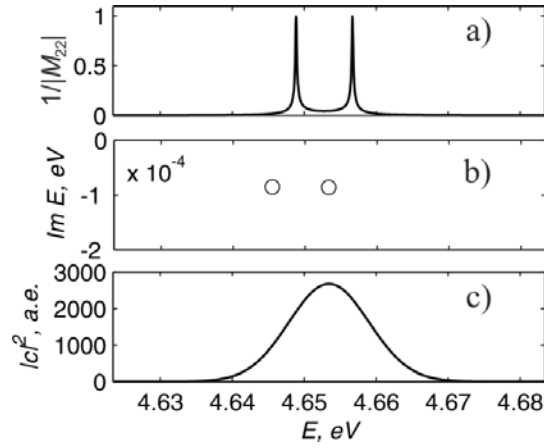


Рис. 2 – Величина $|\tilde{M}_{22}|^{-1}$ (a); нули $\tilde{M}_{22} = 0$ на комплексной плоскости энергии (b); квадрат модуля спектральной функции $c(E)$ падающего волнового пакета (c). Атомная единица величины $|c|^2$ равна $2,30 \cdot 10^{17}$ Дж⁻¹

Fig. 2 – The value of $|\tilde{M}_{22}|^{-1}$ (a), zeros $\tilde{M}_{22} = 0$ on the complex energy plane (b); the square of the modulus of the spectral function $c(E)$ of the incident wave packet (c). The atomic unit of $|c|^2$ is equal to $2,30 \cdot 10^{17}$ J⁻¹

Пусть на гетероструктуру слева падает электронный гауссов волновой пакет, волновая функция которого в начальный момент времени $t = 0$ имеет вид

$$\Psi(x, 0) = A_0 \exp\left(ik_0x - \frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right), A_0 = \frac{1}{\sqrt{\sigma\sqrt{\pi}}}. \quad (6)$$

Параметры этого волнового пакета (6) выбираем так, чтобы при $t = 0$ пакет располагался достаточно далеко слева от гетероструктуры и чтобы его спектральная функция $c(E)$ перекрывала в основном два рассматриваемых квазистационарных уровня (рис. 2, c): $x_0 = -5000$ Å – начальная координата центра пакета, $\sigma = 400$ Å – начальная пространственная ширина пакета, $A_0 = 0,0273$ а.е. = $3,75 \cdot 10^3$ м^{-1/2} – амплитуда пакета, $k_0 = 0,219$ а.е. = $0,413$ Å⁻¹, $E_0 = \hbar^2 k_0^2 / 2m = 4,65$ эВ – волновое число и энергия спектрального центра пакета. Спектральная функция пакета определяется по стационарным волновым функциям (1) как

$$c(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(E, x) \Psi(x, 0) dx, \quad (7)$$

причем основной вклад дает область энергий $E_{\min} < E < E_{\max}$, которая включает выбранный дублет, но далека от соседних дублетов. Поэтому в последующие моменты времени нестационарная волновая функция задается выражением

$$\Psi(x, t) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} c(E) e^{-iEt} \psi(E, x) dE. \quad (8)$$

Рассчитываемыми величинами являются плотность вероятности $|\Psi(x, t)|^2$ и плотность тока вероятности

$$j(x, t) = \frac{\hbar}{m} \operatorname{Re} \left(\Psi(x, t) \frac{d\Psi(x, t)^*}{dx} \right), \quad (9)$$

которым пропорциональны плотности электрического заряда $\rho_e(x, t) = e |\Psi(x, t)|^2$ и тока $j_e(x, t) = ej(x, t)$, где e – заряд электрона. Оценки интеграла (8) и величины (9) с выделением полюсных вкладов, ответственных за формирование модуляционных огибающих $|\Psi(x, t)|^2$ и $j(x, t)$, осциллирующих во времени и в пространстве, можно произвести с помощью метода перевала [8, 9], здесь мы приведем результаты соответствующих численных расчетов для гетероструктуры (см. рис. 1).

3. Волны плотности заряда и тока. Результаты расчетов

В этом разделе приведем результаты расчетов по формулам (6)–(9) величин плотности вероятности $|\Psi(x, t)|^2$ и плотности тока вероятности $j(x, t)$ электронов на границе и вне рассматриваемой гетероструктуры.

На рис. 3 и 4 приведены расчетные временные зависимости плотности вероятности и плотности тока на левой и правой границах гетероструктуры. Максимумы слева достигаются одновременно с минимумами справа.

Из этих графиков определяем период осцилляций квадрата модуля волновой функции и плотности тока $T^* \approx 2,10 \cdot 10^4$ а.е. $= 5,10 \cdot 10^{-13}$ с, что хорошо согласуется с оценкой по разностной частоте колебаний волновой функции на квазистационарных уровнях $T = 2\pi\hbar / (E_2 - E_1) = 2,12 \cdot 10^4$ а.е. $= 5,13 \cdot 10^{-13}$ с. Видно, что амплитуда колебаний $|\Psi(x, t)|^2$ порядка $2 \cdot 10^{-6}$ а.е. $\approx 3,78 \cdot 10^3$ м⁻¹, что в данном случае меньше амплитуды интенсивности исходного пакета $A_0^2 = 7,45 \cdot 10^{-4}$ а.е. $= 102$ м⁻¹ приблизительно в 37 раз. Амплитуда колебаний плотности тока $j(x, t)$ порядка 0,2 а.е. $\approx 8,26 \cdot 10^{15}$ с⁻¹, что меньше амплитуды тока исходного пакета, равной 7,67 а.е. $\approx 3,168 \cdot 10^{17}$ с⁻¹ приблизительно в 38 раз.

На рис. 5 и 6 приведены расчетные координатные зависимости плотности вероятности и плотности тока вне гетероструктуры для трех моментов времени после отражения основного тела пакета.

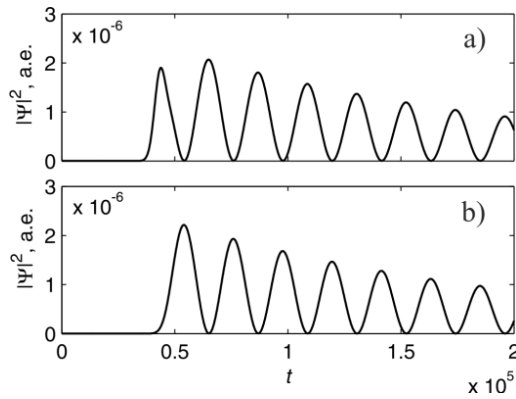


Рис. 3 – Временная зависимость квадрата модуля волновой функции электрона:

a – на левой $x = x_L = 0$ и b – правой $x = x_R = 2d$ границах гетероструктуры. Время в атомных единицах $1 \text{ a.e.} = 2,42 \cdot 10^{-17} \text{ с}$, $|\Psi(x, t)|^2$ в атомных единицах $1 \text{ a.e.} = 1,89 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$

Fig. 3 – The time dependence of the square of the modulus $|\Psi(x, t)|^2$ of the electron wave function:

a – on the left $x = x_L = 0$ and b – on the right $x = x_R = 2d$ boundaries of the heterostructure. The time in atomic units $1 \text{ a.u.} = 2,42 \cdot 10^{-17} \text{ s}$, $|\Psi(x, t)|^2$ in atomic units $1 \text{ au} = 1,89 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$

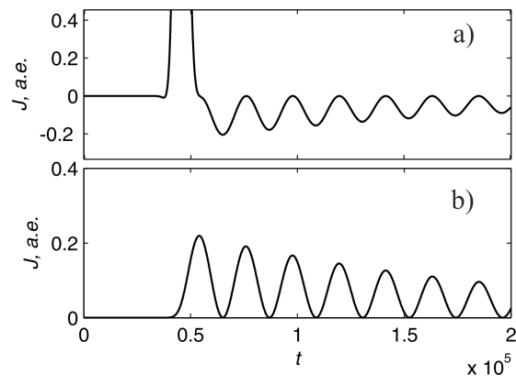


Рис. 4 – Временная зависимость плотности тока электрона:

a – на левой $x = x_L = 0$ и b – правой $x = x_R = 2d$ границах гетероструктуры. Время в атомных единицах $1 \text{ a.e.} = 2,42 \cdot 10^{-17} \text{ с}$, плотность тока j в атомных единицах $1 \text{ a.e.} = 4,13 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$.

Fig. 4 – The time dependence of the electron current density:

a – on the left $x = x_L = 0$ and b – on the right $x = x_R = 2d$ boundaries of the heterostructure. The time in atomic units $1 \text{ a.u.} = 2,42 \cdot 10^{-17} \text{ s}$, the current density j in atomic units $1 \text{ au} = 4,13 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$

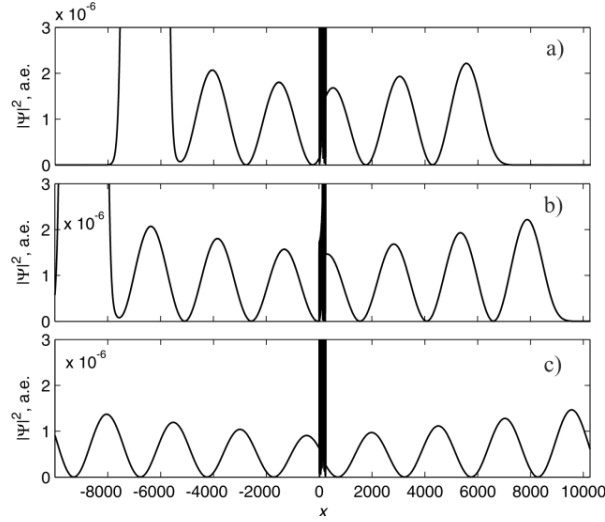


Рис. 5 – Координатная зависимость квадрата модуля волновой функции электрона в моменты времени:
 а – $t = 100000$ а.е. $\approx 2,42$ пс; б – $t = 120000$ а.е. $\approx 2,90$ пс;
 с – $t = 200000$ а.е. $\approx 4,84$ пс. Координата x в ангстремах,

$$|\Psi(x, t)|^2 \text{ в атомных единицах } 1 \text{ а.е.} = 1,89 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-1}$$

Fig. 5 – The coordinate dependence of the square of the modulus $|\Psi(x, t)|^2$ of the electron wave function at the time moments:

а – $t = 100000$ а.е. $\approx 2,42$ ps; б – $t = 120000$ а.е. $\approx 2,90$ ps; с –
 $t = 200000$ а.е. $\approx 4,84$ ps. The coordinate x in angstroms,

$$|\Psi(x, t)|^2 \text{ in atomic units } 1 \text{ au } 1,89 \cdot 10^{10} \text{ m}^{-1}$$

Видны пространственные осцилляции плотностей вероятности и тока, с течением времени происходит волнообразное удаление этих величин от гетероструктуры, которая занимает узкую полосу шириной $2d = 250 \text{ \AA}$, вблизи начала координат. Внутри гетероструктуры происходят колебания электронной плотности и тока с периодическим перетеканием волновой функции между ямами, а вне гетероструктуры образуется волна плотности заряда и тока.

Из этих графиков определяем период пространственных осцилляций квадрата модуля волновой функции и тока $\lambda^* \approx 2500 \text{ \AA}$. Результат хорошо согласуется с оценкой по обратной разности волновых векторов вне гетероструктуры при резонансных энергиях $\lambda = 2\pi / (k_{1,2} - k_{1,1}) = 2480 \text{ \AA}$, где $k_{1,2} = \hbar^{-1} \sqrt{2m(E_2 - U_2)}$, $k_{1,1} = \hbar^{-1} \sqrt{2m(E_1 - U_1)}$.

Расчеты, проведенные для разных моментов времени, показывают, что волны $|\Psi(x, t)|^2$ и $j(x, t)$ движутся влево и вправо с одинаковой скоростью $v \approx \lambda / T \approx \lambda^* / T^* = 0,12 \text{ \AA/a.e.} = 4,96 \cdot 10^5 \text{ м/с}$. При этом в каждой точке пространства в каждый момент времени выполняется закон сохранения плотности вероятности и заряда $\partial j(x, t) / \partial x = -\partial |\Psi(x, t)|^2 / \partial t$.

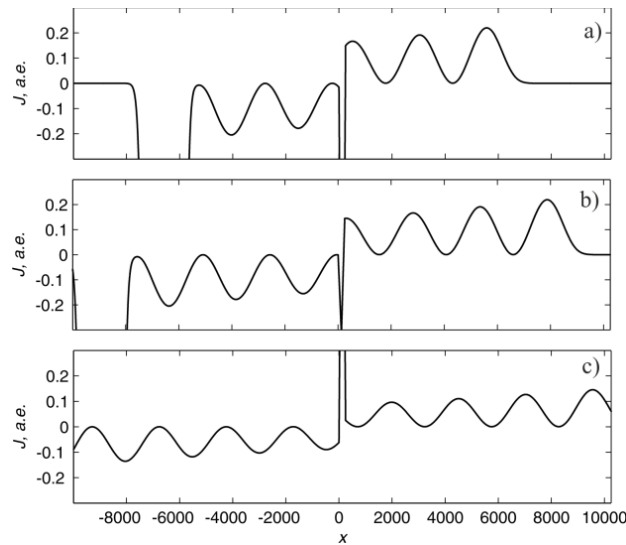


Рис. 6 – Координатная зависимость плотности тока из гетероструктуры в моменты времени:

a – $t = 100\,000$ а.е. $\approx 2,42$ пс; *b* – $t = 120\,000$ а.е. $\approx 2,90$ пс; *c* – $t = 200\,000$ а.е. $\approx 4,84$ пс. Координата x в ангстремах, плотность тока j в атомных единицах $1 \text{ а.е.} = 4,13 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$

Fig. 6 – The coordinate dependence of the electron current density at time moments:

a – $t = 100\,000$ а.е. $\approx 2,42$ ps; *b* – $t = 120\,000$ а.е. $\approx 2,90$ ps; *c* – $t = 200\,000$ а.е. $\approx 4,84$ ps. The coordinate x in angstroms, the current density j in atomic units $1 \text{ au } 4,13 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$

4. Заключение

Генерация электронных волн плотности заряда и тока в области терагерцевых частот и микрометровых длин волн представляет интерес с точки зрения различных приложений микро- и нанoeлектроники. В этой статье мы показали, что такая генерация может реализоваться в результате возбуждения импульсным источником электронов дублета квазистационарных состояний трехбарьерной гетероструктуры. Возбуждающий электронный импульс в виде гауссова волнового пакета пикосекундной длительности, в свою очередь, может быть создан, например, импульсной фотоэмиссией при воздействии на фотокатод фемтосекундного светового импульса или каким-нибудь другим способом. Результаты численно-аналитического моделирования образования волн плотности заряда и тока вне гетероструктуры основаны на решении нестационарного уравнения Шрёдингера, описывающего рассеяние гауссова волнового пакета на модельной структуре, образованной тремя туннельно-прозрачными диэлектрическими пленками, моделируемыми δ -барьерами одинаковой мощности, разделенными тонкими проводящими или вакуумными слоями нанометровой толщины. Эта упрощенная модель позволила реализовать численные расчеты и произвести оценки частот, длин и скоростей волн, а также амплитуд колебаний зарядов и токов при заданной интенсивности возбуждающего пакета и мощности потенциальных барьеров. Характеристики генерируемых волн сильно зависят от параметров гетероструктуры. Варьируя параметры гетероструктуры, можно изменять энергии, разностные частоты

и времена жизни дублетных квазистационарных состояний. Для толщин слоев $1 \dots 10^2$ нм и высот барьеров $0,5 \dots 2,5$ эВ можно обеспечить времена жизни квазистационарных состояний $10^{-2} \dots 3 \cdot 10^2$ пс, генерируемые разностные частоты для них и излучаемых волн заряда и тока $10^{11} \dots 10^{14}$ Гц с длинами волн $10 \dots 10^3$ нм. Процесс излучения электронных волн может повторяться, если обеспечить периодическую резонансную подкачку несимметричной заселенности дублета в гетероструктуре серией гауссовых импульсов с подходящей скважностью, падающих на гетероструктуру в фазе с осцилляциями плотностей тока и заряда. Такую подкачку можно осуществить и другими способами, например, фотовозбуждением электронов в потенциальных ямах с последующим образованием переменного тока фотоэмиссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Жуков В.П., Чулков Е.В.** Фемтосекундная динамика электронов в металлах // Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179, № 2. – С. 113–146.
2. **Axt V.M., Kuhn T.** Femtosecond spectroscopy in semiconductors: a key to coherences, correlations and quantum kinetics // Reports on Progress in Physics. – 2004. – Vol. 67. – P. 433–512.
3. **Rossi F., Kuhn T.** Theory of ultrafast phenomena in photoexcited semiconductors // Reviews of Modern Physics. – 2002. – Vol. 74. – P. 895–950.
4. **Pazourek R., Nagele S., Burgdorfer J.** Attosecond chronoscopy of photoemission // Reviews of Modern Physics. – 2015. – Vol. 87. – P. 765–802.
5. **Чекалин С.В.** Фемтосекундная спектроскопия перспективных материалов // Успехи физических наук. – 2014. – Т. 184, № 6. – С. 672–680.
6. **Garcia-Calderon G., Romo R., Villavicencio J.** Internal dynamics of multibarrier systems for pulsed quantum decay // Physical Review. – 2009. – Vol. A79, N 5. – P. 052121.
7. **Пейсахович Ю.Г., Штыгашев А.А.** Осцилляции тока при фотоэмиссии через трехбарьерную гетероструктуру // ДАН ВШ РФ. – 2011. – № 1 (16). – С. 26–40.
8. **Пейсахович Ю.Г., Штыгашев А.А.** Одномерная квантовая механика. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. – 476 с.
9. **Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A.** Formation of a quasistationary state by scattering of wave packets on a finite lattice // Physical Review. – 2008. – Vol. B77, N 7. – P. 075326.
10. **Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A.** Formation of a quasistationary state by Gaussian wave packet scattering on a lattice of N identical delta-potentials // Physical Review. – 2008. – Vol. B77, N 7. – P. 075327.
11. **Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A.** Formation of quasistationary states in a ferromagnetic plate by scattering of ultrasound impulse in the vicinity of magnetoacoustic resonance // Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 110, N 5. – P. 053904.

FORMATION OF CHARGE AND CURRENT DENSITY WAVES BY GAUSSIAN WAVE PACKET SCATTERING ON A TRIPLE-BARRIER HETEROSTRUCTURE

Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A.

Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

The paper addresses the nonstationary emission of electrons from a triple-barrier heterostructure as a result of the scattering of the Gaussian electronic wave packet. It is shown that the generation of propagating waves of charge and current densities can be realized outside the system as a result of a quasistationary states doublet excitation in a heterostructure by a pulsed electron source. The emission of these waves accompanies the decay of a mixed quasistationary state which is formed when the doublet of closely located quasistationary levels in the continuous spectrum is occupied. The effect arises if at some point in time the wave function describing the popu-

lation of the doublet is strongly spatially asymmetric along the heterostructure. At a sufficiently low transparency of potential barriers coupled oscillations of the doublet resonant states manifest themselves as a periodic electron density flow through the middle barrier between two wells of the heterostructure, which is accompanied by oscillations in the charge and current densities of electrons emerging into the outer space through the extreme potential barriers. As a result, the waves of electron charge and current densities flowing to the left and to the right outside the heterostructure are formed. The frequency of these waves is equal to the difference frequency of the doublet, the wavelength is determined by the difference in the wave numbers of the free motion of electrons with resonance energies and the velocity of propagation is equal to the ratio of these quantities. The emission of these electron waves continues during the lifetime of the quasistationary states which can be much longer than the wave period for a sufficiently small transparency of the barriers. The results of numerical and analytical simulation of the formation of charge and current density waves outside the heterostructure are presented. The simulation is based on the solution of the non-stationary Schrödinger equation describing the scattering of a Gaussian wave packet on the model structure formed by three tunnel-transparent dielectric films simulated by δ -barriers of an equal power separated by thin conducting or vacuum layers of nanometer thickness. This model allowed the realization of numerical calculations and estimates of the frequencies, wavelengths and velocities of waves, as well as the amplitudes of charge and current oscillations for the given intensity of the exciting packet and the power of potential barriers.

Keywords: Three-barrier heterostructure, quasistationary states, Gaussian wave packet, non-stationary emission, charge and current density waves.

DOI: 10.17212/1727-2769-2017-4-31-42

REFERENCES

1. Zhukov V.P., Chulkov E.V. The femtosecond dynamics of electrons in metals. *Physics-Uspekhi*, 2009, vol. 52, pp. 105–106. Translated from *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 2009, vol. 179, no. 2, pp. 113–146.
2. Axt V.M., Kuhn T. Femtosecond spectroscopy in semiconductors: a key to coherences, correlations and quantum kinetics. *Reports on Progress in Physics*, 2004, vol. 67, pp. 433–512.
3. Rossi F., Kuhn T. Theory of ultrafast phenomena in photoexcited semiconductors. *Reviews of Modern Physics*, 2002, vol. 74, pp. 895–950.
4. Pazourek R., Nagele S., Burgdorfer J. Attosecond chronoscopy of photoemission. *Reviews of Modern Physics*, 2015, vol. 87, pp. 765–802.
5. Chekalin S.V. Femtosecond spectroscopy of promising materials. *Physics-Uspekhi*, 2014, vol. 57, pp. 622–629. Translated from *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 2014, vol. 184, no. 6, pp. 672–680.
6. Garcia-Calderon G., Romo R., Villavicencio J. Internal dynamics of multibarrier systems for pulsed quantum decay. *Physical Review*, 2009, vol. A79, no. 5, pp. 052121.
7. Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A. Ostsillyatsii toka pri fotoemissii cherez trekh-bar'ernuyu geterostrukturu [The oscillations of the photoemission current through the triple-barrier heterostructure]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii – Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2011, no. 1 (16), pp. 26–40.
8. Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A. *Odnomernaya kvantovaya mekhanika* [One-dimensional quantum mechanics]. Novosibirsk, NSTU Publ., 2007. 476 p.
9. Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A. Formation of a quasistationary state by scattering of wave packets on a finite lattice. *Physical Review*, 2008, vol. B77, no. 7, pp. 075326.
10. Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A. Formation of a quasistationary state by Gaussian wave packet scattering on a lattice of N identical delta-potentials. *Physical Review*, 2008, vol. B77, no. 7, pp. 075327.
11. Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A. Formation of quasistationary states in a ferromagnetic plate by scattering of ultrasound impulse in the vicinity of magnetoacoustic resonance. *Journal of Applied Physics*, 2011, vol. 110, no. 5, pp. 053904.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ



Пейсахович Юрий Григорьевич – родился в 1947 году, д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор, кафедра общей физики Новосибирского государственного технического университета. Область научных интересов: физика конденсированного состояния. Опубликовано 80 научных работ. (Адрес: 630073, Россия, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20. E-mail: peisakhovich@corp.nstu.ru).

Peisakhovich Yuri Grigorievich (b.1947) – Doctor of Sciences (Phys. & Math.), associate professor, professor at the department of general physics, Novosibirsk State Technical University. The area of scientific interests includes condensed matter physics. He is the author of 80 scientific papers. (Address: 20, Karl Marx Av., Novosibirsk, 630073, Russia. E-mail: peisakhovich@corp.nstu.ru).



Штыгашев Александр Анатольевич – родился в 1956 году, д-р физ.-мат. наук, доцент, профессор, кафедра общей физики Новосибирского государственного технического университета. Область научных интересов: компьютерное моделирование физических процессов, физика конденсированного состояния. Опубликовано 50 научных работ. (Адрес: 630073, Россия, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20. E-mail: shtygashev@corp.nstu.ru).

Shtygashev Alexander Anatolievich (b. 1956) – Doctor of Sciences (Phys. & Math.), associate professor, professor at the department of general physics, Novosibirsk State Technical University. The area of scientific interests includes computer simulation of physical processes and condensed matter physics. He is the author of 50 scientific papers. (Address: 20, Karl Marx Av., Novosibirsk, 630073, Russia. E-mail: shtygashev@corp.nstu.ru).

Статья поступила 27 ноября 2017 г.

Received November 27, 2017

To Reference:

Peisakhovich Yu.G., Shtygashev A.A. Obrazovanie voln plotnostei zaryada i toka pri rasseyanii gaussova volnovogo paketa na trekhbar'ernoii geterostrukture [Formation of charge and current density waves by Gaussian wave packet scattering on a triple-barrier heterostructure]. *Doklady Akademii nauk vysshei shkoly Rossiiskoi Federatsii – Proceedings of the Russian higher school Academy of sciences*, 2017, no. 4 (37), pp. 31–42. doi: 10.17212/1727-2769-2017-4-31-42