

Активная проводимость трехбарьерной резонансно-туннельной структуры и оптимизация работы квантового каскадного лазера

© Н.В. Ткач[¶], Ю.А. Сети, В.А. Матиек, И.В. Бойко

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 13 февраля 2012 г. Принята к печати 23 марта 2012 г.)

В модели эффективной массы и прямоугольных потенциалов предложена теория активной электронной проводимости в постоянном электрическом поле трехбарьерной резонансно-туннельной структуры как активного элемента квантового каскадного лазера. Показано, что выбранные геометрические параметры активных зон в первых экспериментально созданных квантовых каскадных лазерах оказались наиболее оптимальными, а экспериментальные и теоретические значения энергий излучения коррелируют между собой с точностью до нескольких процентов.

1. Введение

Как известно, предложенный в теоретических работах Казариновым и Сурисом [1,2] принцип работы лазера на квантовых переходах между резонансными уровнями квантовых ям впервые экспериментально был реализован в квантовых каскадных лазерах (ККЛ) в работах Фейста и Капассо с сотр. [3–5]. Так как основными конструктивными элементами ККЛ (активная зона, инжектор) и квантовых каскадных детекторов [6–8] являются плоские резонансно-туннельные структуры (РТС) с наноразмерными слоями, в дальнейшем значительные усилия исследователей были направлены на изучение свойств различных типов открытых наносистем.

Несмотря на интенсивные теоретические исследования физических явлений и процессов, происходящих в многослойных РТС, пока не существует теории, хорошо объясняющей их и полностью согласующейся с экспериментальными результатами.

Среди теоретических работ, в которых наиболее детально и глубоко исследованы различные свойства многослойных РТС, необходимо отметить работы Пашковского и Голанта [9–12], а также Елесина с сотр. [13–15]. Хотя в серии упомянутых работ исследовалась активная проводимость электронных потоков сквозь РТС, главным образом в баллистическом режиме, и в большинстве случаев изучалась δ -барьерная модель многослойных наносистем, развитые там теоретические модели и методы оказались не только адекватно объясняющими многие свойства ККЛ, но в случае применения модели с прямоугольными ямами и барьерами [16] позволили получить хотя бы качественные прогнозируемые свойства некоторых наноприборов.

Цель предлагаемой работы состоит в том, чтобы на базе модели эффективных масс и прямоугольных потенциалов разработать теорию активной проводимости электронов трехбарьерной РТС (ТБРТС) в постоянном электрическом поле. Поскольку именно такая система выполняла роль активной зоны в первых ККЛ [3–5], анализ свойств активной проводимости в зависимости от

геометрических параметров ТБРТС позволяет оценить, с одной стороны, насколько оптимальными были подобраны размеры слоев экспериментальных наносистем, а с другой — насколько результаты теоретических расчетов энергии лазерного излучения коррелируют с экспериментом.

2. Теория активной проводимости электронов трехбарьерной резонансно-туннельной структуры

Рассматривается плоская ТБРТС в постоянном однородном электрическом поле с напряженностью F (рис. 1), на которую слева перпендикулярно ее слоям (координата z) падает моноэнергетический поток не взаимодействующих между собой электронов с энергией E и концентрацией n_0 . Известные геометрические параметры показаны на рис. 1. Такую задачу можно рассматривать как одноэлектронную. Незначительная разница величин постоянных решетки слоев-ям и слоев-барьеров РТС позволяет исследовать систему в модели

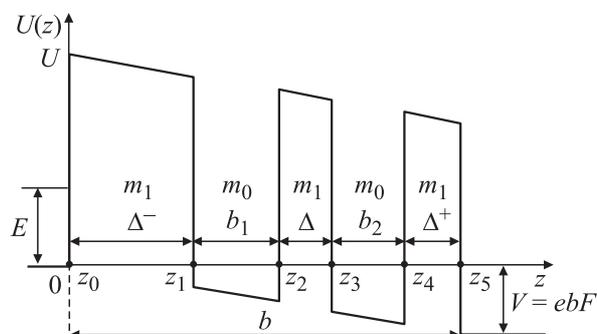


Рис. 1. Геометрическая и энергетическая схемы трехбарьерной резонансно-туннельной структуры. Указаны ширины квантовых ям (b_1, b_2), барьеров ($\Delta^-, \Delta, \Delta^+$). m_0, m_1 — эффективные массы электронов в слоях квантовых ям и барьеров.

[¶] E-mail: ktf@chnu.edu.ua

известных эффективных масс

$$m(z) = m_0 \left\{ \theta(-z) + \sum_{p=1}^2 [\theta(z - z_{2p-1}) - \theta(z - z_{2p})] + \theta(z - z_5) \right\} + m_1 \sum_{p=0}^2 [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})] \quad (1)$$

и прямоугольных потенциалов

$$U(z) = U \sum_{p=0}^2 [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})]. \quad (2)$$

Здесь $\theta(z)$ — единичная функция Хевисайда.

Одномерное уравнение Шредингера для электрона в такой системе имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = [H_0(z) + H(z, t)] \Psi(z, t), \quad (3)$$

где

$$H_0(z) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) - eF \left\{ z [\theta(z) - \theta(z - z_5)] + z_5 \theta(z - z_5) \right\} \quad (4)$$

— гамильтониан стационарной задачи, решение которой известно:

$$\begin{aligned} \Psi_0(z) &= \Psi_0^{(0)}(z) \theta(-z) + \sum_{p=1}^5 \Psi_0^{(p)}(z) [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] + \Psi_0^{(6)}(z) \theta(z - z_5) \\ &= (e^{ik^{(0)}z} + B^{(0)} e^{-ik^{(0)}z}) \theta(-z) + A^{(6)} e^{ik^{(6)}z} \theta(z - z_5) \\ &\quad + \sum_{p=1}^5 [A^{(p)} \text{Ai}(\xi^{(p)}) + B^{(p)} \text{Bi}(\xi^{(p)})] \\ &\quad \times [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\text{Ai}(\xi)$, $\text{Bi}(\xi)$ — функции Эйри, e — заряд электрона,

$$\begin{aligned} k^{(0)} &= \sqrt{\frac{2m_0 E}{\hbar^2}}, \quad k^{(6)} = \sqrt{\frac{2m_0(E+V)}{\hbar^2}}, \\ V &= eFb, \quad \xi^{(1)} = \xi^{(3)} = \xi^{(5)} = \rho^{(1)} \left(\frac{U-E}{V} - \frac{z}{b} \right), \\ \rho^{(1)} &= \rho^{(3)} = \rho^{(5)} = \left(\frac{2m_1 V b^2}{\hbar^2} \right)^{1/3}, \\ \xi^{(2)} &= \xi^{(4)} = -\rho^{(2)} \left(\frac{E}{V} + \frac{z}{b} \right), \\ \rho^{(2)} &= \rho^{(4)} = \left(\frac{2m_0 V b^2}{\hbar^2} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (6)$$

Неизвестные коэффициенты $B^{(0)}$, $A^{(6)}$, $A^{(p)}$, $B^{(p)}$ ($p = 1-5$) находятся из граничных условий

$$\Psi_0^{(p)}(z_p) = \Psi_0^{(p+1)}(z_p),$$

$$\frac{1}{m_{0(1)}} \frac{d\Psi_0^{(p)}}{dz} \Big|_{z=z_p} = \frac{1}{m_{1(0)}} \frac{d\Psi_0^{(p+1)}}{dz} \Big|_{z=z_p} \quad (p = 0-5), \quad (7)$$

что полностью однозначно определяет волновую функцию $\Psi_0(z)$ во всех областях системы и дает возможность выполнить точный аналитический расчет функции распределения вероятности нахождения электрона в ТБРТС

$$W(E) = \frac{1}{b} \int_0^b |\Psi_0(z)|^2 dz. \quad (8)$$

Эта функция в отличие от коэффициента прозрачности дает возможность определить спектральные характеристики (резонансные энергии и резонансные ширины, а соответственно и время жизни) квазистационарных состояний (КСС) электрона в ТБРТС с произвольными геометрическими параметрами и в произвольной области энергий [17].

Второе слагаемое в уравнении (3)

$$\begin{aligned} H(z, t) &= -e\epsilon \left\{ z [\theta(z) - \theta(z - b)] + b\theta(z - b) \right\} \\ &\quad \times (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \end{aligned} \quad (9)$$

— гамильтониан взаимодействия электрона с переменным во времени электромагнитным полем с частотой ω и с амплитудой напряженности ϵ его электрической слагаемой.

Считая амплитуду высокочастотного электромагнитного поля малой, решение уравнения (3) ищем в одномодовом приближении по теории возмущений

$$\Psi(z, t) = \sum_{n=-1}^{+1} \Psi_n(z) e^{-i(\omega_0+n\omega)t} \quad (\omega_0 = E/\hbar). \quad (10)$$

Для определения поправок $\Psi_{\pm 1}(z)$ к волновой функции, сохраняя в (3) величины первого порядка малости, получаем неоднородные уравнения

$$\begin{aligned} [H_0(z) - \hbar(\omega_0 \pm \omega)] \Psi_{\pm 1}(z) - e\epsilon \{ z [\theta(z) - \theta(z - b)] + b\theta(z - b) \} \Psi_0(z) &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

решениями которых являются суперпозиции функций

$$\Psi_{\pm 1}(z) = \Psi_{\pm}(z) + \Phi_{\pm}(z). \quad (12)$$

Функции $\Psi_{\pm}(z)$ как решения однородных уравнений ищутся в виде

$$\begin{aligned} \Psi_{\pm}(z) = & \Psi_{\pm}^{(0)}(z)\theta(-z) \\ & + \sum_{p=1}^5 \Psi_{\pm}^{(p)}(z) [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] \\ & + \Psi_{\pm}^{(6)}(z)\theta(z - b) = B_{\pm}^{(0)} e^{-ik_{\pm}^{(0)}z}\theta(-z) + A_{\pm}^{(6)} e^{ik_{\pm}^{(6)}z}\theta(z - b) \\ & + \sum_{p=1}^5 [A_{\pm}^{(p)} \text{Ai}(\xi_{\pm}^{(p)}) + B_{\pm}^{(p)} \text{Bi}(\xi_{\pm}^{(p)})] [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} k_{\pm}^{(0)} = & \hbar^{-1} \sqrt{2m_0(E \pm \Omega)}, \quad k_{\pm}^{(6)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0[(E \pm \Omega) + V]}, \\ \Omega = & \hbar\omega, \quad \xi_{\pm}^{(1)} = \xi_{\pm}^{(3)} = \xi_{\pm}^{(5)} = \rho^{(1)} \left(\frac{U - (E \pm \Omega)}{V} - \frac{z}{b} \right), \\ \xi_{\pm}^{(2)} = & \xi_{\pm}^{(4)} = -\rho^{(2)} \left(\frac{E \pm \Omega}{V} + \frac{z}{b} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Частичные решения неоднородных уравнений (11) имеют точный аналитический вид

$$\begin{aligned} \Phi_{\pm}(z) = & \pi \frac{\epsilon}{F} \sum_{p=1}^5 \left\{ \text{Bi}(\xi_{\pm}^{(p)}) \int_1^{\xi_{\pm}^{(p)}} \left(\eta - \rho^{(p)} \frac{U(z) - E}{V} \right) \right. \\ & \times \text{Ai} \left(\eta \mp \rho^{(p)} \frac{\Omega}{V} \right) \Psi_0^{(p)}(\eta) d\eta - \text{Ai}(\xi_{\pm}^{(p)}) \\ & \times \int_1^{\xi_{\pm}^{(p)}} \left(\eta - \rho^{(p)} \frac{U(z) - E}{V} \right) \text{Bi} \left(\eta \mp \rho^{(p)} \frac{\Omega}{V} \right) \Psi_0^{(p)}(\eta) d\eta \left. \right\} \\ & \times [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] \mp \frac{e\epsilon b}{\Omega} \Psi_0^{(6)}(b)\theta(z - b). \end{aligned} \quad (15)$$

Условия непрерывности типа (7) полной волновой функции $\Psi(z, t)$ и соответствующих ей потоков на всех гетерограницах в произвольный момент времени t , приводят для функций $\Psi_{\pm 1}(z)$ к граничным условиям, из которых однозначно определяются неизвестные коэффициенты $B_{\pm}^{(0)}, A_{\pm}^{(6)}, B_{\pm}^{(p)}, A_{\pm}^{(p)}$ ($p = 0-5$) и соответственно полная волновая функция $\Psi(z, t)$.

Далее, аналитически рассчитав энергию взаимодействия электрона с электромагнитным полем как сумму энергий электронных волн, выходящих с обеих сторон из ТБРТС, действительную часть активной проводимости $\sigma(\omega)$ в квазиклассическом приближении определим, как известно [10], через плотности потоков электронных волн, выходящих с обеих сторон ТБРТС,

$$\begin{aligned} \sigma(\Omega, E) = & \frac{\Omega}{2be\epsilon^2} \left\{ [j(E + \Omega, z = b) - j(E - \Omega, z = b)] \right. \\ & \left. - [j(E + \Omega, z = 0) - j(E - \Omega, z = 0)] \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

которые, согласно квантовой механике, определяются полной волновой функцией,

$$j(E, z) = \frac{e\hbar n_0}{2m(z)} \left[\Psi(E, z) \frac{\partial}{\partial z} \Psi^*(E, z) - \Psi^*(E, z) \frac{\partial}{\partial z} \Psi(E, z) \right]. \quad (17)$$

В результате расчета действительной части активной проводимости она может быть представлена в виде двух слагаемых,

$$\sigma(\Omega, E) = \sigma^-(\Omega, E) + \sigma^+(\Omega, E), \quad (18)$$

которые имеют точный аналитический вид

$$\sigma^-(\Omega, E) = \frac{\hbar\Omega n_0}{2bm_0\epsilon^2} \left(k_+^{(0)} |B_+^{(0)}|^2 - k_-^{(0)} |B_-^{(0)}|^2 \right), \quad (19)$$

$$\sigma^+(\Omega, E) = \frac{\hbar\Omega n_0}{2bm_0\epsilon^2} \left(k_+^{(6)} |A_+^{(6)}|^2 - k_-^{(6)} |A_-^{(6)}|^2 \right) \quad (20)$$

и являются парциальными составляющими полной активной проводимости, обусловленными потоками электронов, взаимодействующих с высокочастотным электромагнитным полем, выходящими вперед (σ^+) и назад (σ^-) по отношению к первоначальному направлению потока, падающего на ТБРТС.

3. Свойства активной проводимости лазерных трехбарьерных резонансно-туннельных структур

На базе развитой в предыдущем параграфе теории выполнялся расчет спектра, времен жизни и активной проводимости электронов в двух ТБРТС, которые составляли активные рабочие элементы квантовых каскадных лазеров, экспериментально исследованных в работах [4,5]. Соответственно физические и геометрические параметры обоих ТБРТС таковы: $U = 516$ мэВ, $n_0 = 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $m = 0.08m_e$; I — $F = 70$ кВ/см, $\Delta^- = 6.8$ нм, $b_1 = 4.8$ нм, $\Delta = 2.8$ нм, $b_2 = 3.9$ нм, $\Delta^+ = 2.7$ нм; II — $F = 85$ кВ/см, $\Delta^- = 6.5$ нм, $b_1 = 4.5$ нм, $\Delta = 2.8$ нм, $b_2 = 3.5$ нм, $\Delta^+ = 3.0$ нм.

Прежде чем анализировать полученные результаты, необходимо отметить, что при расчетах мы принимали во внимание два важных обстоятельства. Во-первых, поскольку в исследуемых РТС толщины всех слоев очень малы, приближение эффективных масс в каждом отдельном слое априори должно быть и действительно оказывается более грубым, чем выбранное нами значение единой эффективной массы, усредненной по всем трем составляющим (GaAs, AlAs, InAs). Во-вторых, положения границ разделов как между соседними каскадами, так и между инжектором и активной зоной (ТБРТС) каждого отдельного каскада являются достаточно условными, так как строго не определены в пределах входного

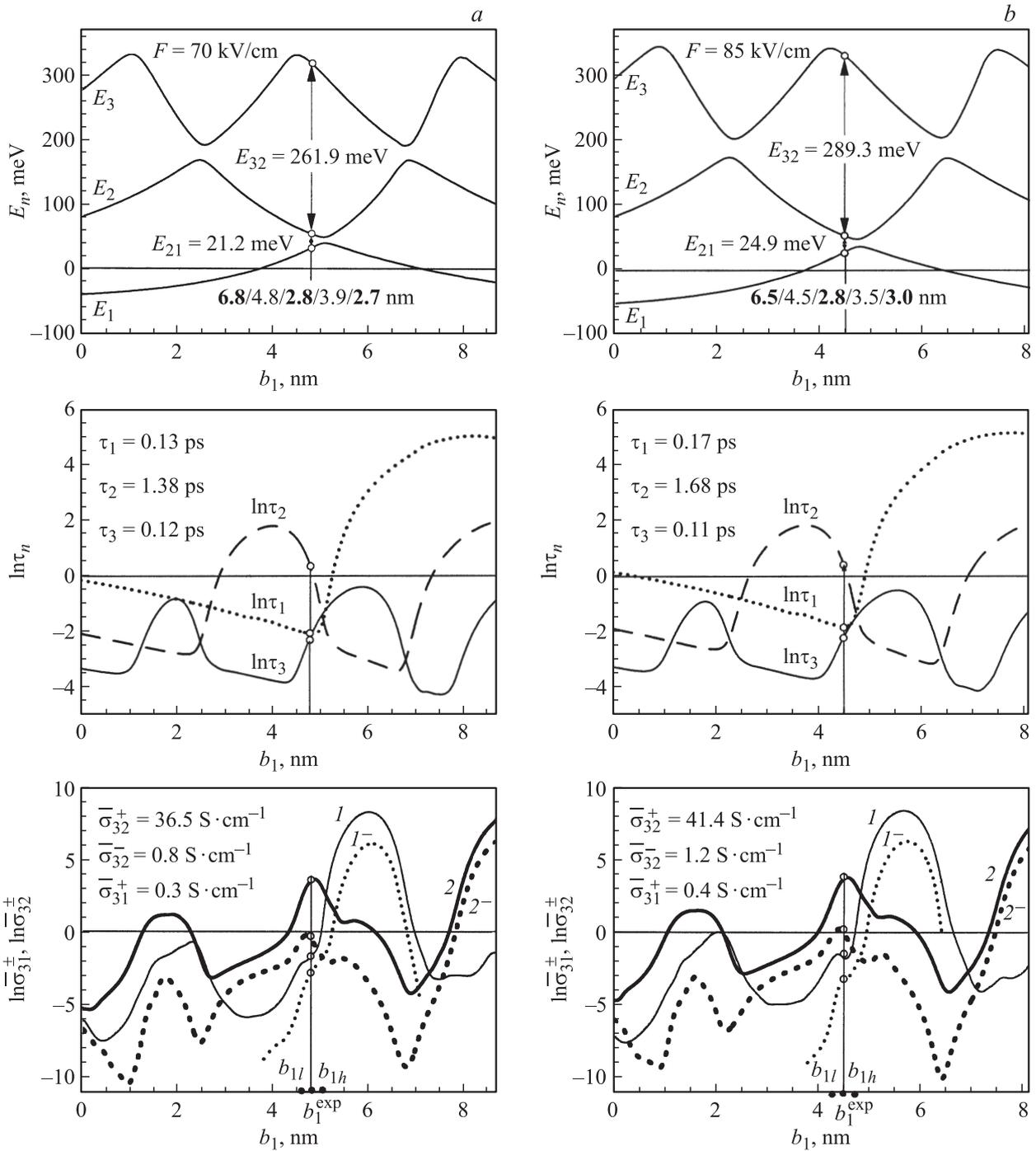


Рис. 2. Зависимости $E_n, \ln \tau_n, \ln \bar{\sigma}_{32}, \ln \bar{\sigma}_{31}$ от ширины входной потенциальной ямы b_1 для ТБТРС I (a) и II (b). 1 — $\ln \bar{\sigma}_{31}^+$, 1⁻ — $\ln \bar{\sigma}_{31}^-$, 2 — $\ln \bar{\sigma}_{32}^+$, 2⁻ — $\ln \bar{\sigma}_{32}^-$. Приведены значения τ_n и $\bar{\sigma}_{nn}'$, соответствующие экспериментальным значениям b_1^{exp} .

и выходного барьеров. В связи с этим при расчетах мы варьировали размеры крайних барьеров ТБТРС так, чтобы соотношение между их толщинами соответствовало экспериментальным значениям. Оказалось, что при изменении толщины меньшего (выходного) барьера в 1.5–2 раза все изучаемые параметры РТС изменяются всего лишь в пределах нескольких процентов. Поэтому мы выбрали такие значения толщин внешних барьеров

ТБТРС (указаны на рис. 2), которые соответствуют наилучшему согласию с экспериментом.

Как известно из работ [4,5], ККЛ был устроен так, чтобы поток электронов из инжекционной зоны шириной $\Delta E \approx 230$ мэВ попадал на ТБТРС с энергией (E), соответствующей резонансной энергии (E_3) третьего КСС. Из-за взаимодействия электронов с электромагнитным полем, они переходят во второй КСС (энергия E_2).

При этом возникает лазерное излучение с энергией $E_{32} = E_3 - E_2$ и мощностью, пропорциональной активной проводимости (σ_{32}). Чтобы ускорить уход электронов из второго КСС, геометрические параметры активной зоны (ТБРТС) были подобраны так, что разность резонансных энергий ($E_2 - E_1$) оказывалась сравнимой с энергией фононов, за счет взаимодействия с которыми электроны из второго КСС переходили в первый (E_1) и выходили из активной зоны.

Чтобы выяснить, насколько оптимальным с точки зрения развитой теории оказался выбор геометрических параметров активной зоны в экспериментальных ККЛ [3–5], мы выполнили расчет спектральных параметров первых трех КСС, а также активных проводимостей и их парциальных слагаемых в зависимости от положения внутреннего барьера между внешними барьерами ТБРТС.

Поскольку в экспериментальных условиях поток электронов из инжекторной зоны монохроматичен, считается, что электроны в нем распределены равномерно по энергиям в пределах ширины инжекторной зоны ($\Delta E \approx 230$ мэВ [4,5]), и поэтому расчет средней максимальной величины активной проводимости $\bar{\sigma}_{mn'}$ (и ее парциальных составляющих $\bar{\sigma}_{mn'}^+$, $\bar{\sigma}_{mn'}^-$) выполняется по формуле

$$\bar{\sigma}_{mn'}(\Omega) = \frac{1}{\Delta E} \int_0^{\Delta E} \sigma(\Omega, E) dE.$$

Результаты расчетов резонансных энергий (E_n) и логарифмов времен жизни ($\ln \tau_n$) в трех первых КСС, а также логарифмов активных проводимостей ($\ln \bar{\sigma}_{mn'}$) и их парциальных составляющих ($\ln \bar{\sigma}_{mn'}^\pm$), возникающих в квантовых переходах из третьего во второй и первый КСС, в зависимости от положения (b_1) внутреннего барьера ТБРТС между внешними, приведены на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что, поскольку физические и геометрические параметры активных зон обеих РТС (I, II) близки между собой, зависимости $E_{n=1,2,3}$, $\ln \tau_{n=1,2,3}$ и $\ln \bar{\sigma}_{32}^\pm$, $\ln \bar{\sigma}_{31}^\pm$ от b_1 не только качественно, но и количественно мало различаются.

Так как приложенное к ТБРТС постоянное электрическое поле напряженности F уменьшает потенциальную энергию от входа до выхода из системы, прямые потоки электронов значительно превышают обратные, и поэтому, независимо от положения (b_1), как видно из рис. 2, a, b , $\bar{\sigma}_{32} \approx \bar{\sigma}_{32}^+ \gg \bar{\sigma}_{32}^-$ и $\bar{\sigma}_{31} \approx \bar{\sigma}_{31}^+ \gg \bar{\sigma}_{31}^-$. Также видно, что при увеличении ширины входной ямы (b_1) от нуля до $\sim b/4$ малые величины проводимостей $\bar{\sigma}_{32}$ и $\bar{\sigma}_{31}$ постепенно возрастают, причем сначала $\bar{\sigma}_{32} \gg \bar{\sigma}_{31}$, а затем $\bar{\sigma}_{32} \approx \bar{\sigma}_{31}$.

В интервале ширин входной ямы $1.5 \leq b_1 \leq 2$ нм, где $\bar{\sigma}_{32} \approx 1-10$ См/см, $\bar{\sigma}_{32} \gg \bar{\sigma}_{31}$, ККЛ, возможно, также мог бы работать в диапазоне энергий, меньших E_{32}^{exp} , на переходе $3 \rightarrow 2$. При этом из-за малости времен жизни электрона в обоих рабочих КСС ($\tau_2 \approx \tau_3 \leq 0.1$ пс),

переходы $2 \rightarrow 1$ за счет фононов были бы не столь существенными.

При дальнейшем увеличении ширины входной потенциальной ямы в пределах $b/4 \leq b_1 \leq b_{1l}$ работа ККЛ была бы невозможной из-за малых значений активных проводимостей, но, так как $\bar{\sigma}_{32}^+ \approx \bar{\sigma}_{32}^-$, из-за соразмерности прямых и обратных электронных потоков лазер не мог бы работать эффективно.

При изменении положения внутреннего барьера относительно внешних в области $b_{1h} \leq b_1 \leq b$, работа ККЛ либо малоэффективна, либо невозможна. Действительно, хотя в области ($b_{1h} \leq b_1 \leq 3b/4$) большая величина $\bar{\sigma}_{31}$ значительно превышает $\bar{\sigma}_{32}$, что актуализирует переход $3 \rightarrow 1$, при этом $\bar{\sigma}_{31}^- \approx \bar{\sigma}_{31}^+$, соответственно прямой и обратный потоки практически компенсируются. К тому же и время жизни в первом КСС слишком большое, из-за чего диссипативные процессы могут разрушить когерентное состояние. В области ($3b/4 \leq b_1 \leq b$) работа ККЛ на переходе $3 \rightarrow 2$ неэффективна из-за практически полной компенсации противоположных потоков ($\bar{\sigma}_{32}^+ \approx \bar{\sigma}_{32}^-$).

Как видно из рис. 2, существует лишь довольно узкий интервал $b_{1l} \leq b_1 \leq b_{1h}$, в котором изменение положения внутреннего барьера относительно внешних оптимизирует работу ТБРТС как активного элемента ККЛ.

Действительно, если положение внутреннего барьера находится в интервале $b_{1l} \leq b_1 \leq b_{1h}$, выполняются оптимальные условия для работы ТБРТС в режиме активной зоны, поскольку $\bar{\sigma}_{32} \gg \bar{\sigma}_{32}^-$, $\bar{\sigma}_{31}$, т.е. прямой электронный поток в переходе $3 \rightarrow 2$ значительно превышает и обратный, и оба потока в переходе $3 \rightarrow 1$. При этом абсолютная величина проводимости $\bar{\sigma}_{32}$, определяющая интенсивность (или мощность) лазерного излучения, достаточно велика, и к тому же времена жизни электронов во всех трех рабочих КСС небольшие, что способствует сохранению когерентного состояния.

В обоих экспериментальных ККЛ [4,5] геометрические параметры активной зоны (ТБРТС) были выбраны так, что оба прибора работали на переходе $3 \rightarrow 2$, излучая электромагнитное поле с длиной волны $\lambda = 4.6$ мкм, соответствующей энергии $E_{32}^{\text{exp}} = 270$ мэВ. Теоретический расчет энергий, времен жизни и активных проводимостей ТБРТС с параметрами, соответствующими экспериментальной реализации активных зон, показывает, что энергии излучения в переходе $3 \rightarrow 2$ (I — $E_{32} = 261.9$ мэВ, II — $E_{32} = 289.3$ мэВ) с точностью до 3–4% согласуются с экспериментальной величиной. Разности энергий между вторым и первым КСС (I — $E_{21} = 21.2$ мэВ, II — $E_{21} = 24.9$ мэВ) коррелируют с величинами энергий объемных и интерфейсных фононов ($\Omega_{\text{ph}} \approx 30$ мэВ), что, согласно идее авторов работ [3–5], способствует быстрому уходу электронов из второго через первый КСС, минимизируя влияние диссипативных процессов, разрушающих когерентность.

4. Заключение

Развитая теория активной проводимости электронов в ТБРТС в постоянном электрическом поле удовлетворительно объясняет физические процессы, происходящие в активной зоне ККЛ.

Установлено, что выбор геометрических параметров ТБРТС как активных зон экспериментальных ККЛ обеспечил оптимальный режим излучения электромагнитных волн с длиной $\lambda = 4.6$ мкм, так как при этом величины активных проводимостей оказались максимальными, а времена жизни в рабочих КСС достаточно малы, что минимизировало влияние диссипативных процессов.

Поскольку теоретические и экспериментальные значения энергий лазерного излучения удовлетворительно коррелируют между собой, можно ожидать, что развитая теория активной проводимости ТБРТС окажется применимой и для оптимизации геометрической конфигурации многослойных каскадов ККЛ.

Список литературы

- [1] А.Ф. Казаринов, Р.А. Суриц. ФТП, **5**, 797 (1971).
- [2] А.Ф. Казаринов, Р.А. Суриц. ФТП, **6**, 1359 (1972).
- [3] C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Rep. Progr. Phys., **64**, 1533 (2001).
- [4] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **66**, 538 (1995).
- [5] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **67**, 3057 (1995).
- [6] F.R. Giorgetta, E. Baumann, D. Hofstetter, C. Manz, Q. Yang, K. Köhler, M. Graf. Appl. Phys. Lett., **91**, 111 115 (2007).
- [7] D. Hofstetter, F.R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manz, K. Köhler. Appl. Phys. Lett., **93**, 221 106 (2008).
- [8] F.R. Giorgetta, E. Baumann, M. Graf, Q. Yang et al. J. Quant. Electron., **45**, 1039 (2009).
- [9] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. ФТП, **28**, 740 (1994).
- [10] А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **82**, 228 (2005).
- [11] Э.А. Гельвич, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. Письма ЖТФ, **32**, 13 (2006).
- [12] А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **89**, 32 (2009).
- [13] В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, **126**, 131 (2005).
- [14] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев. ФТП, **42**, 586 (2008).
- [15] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, М.А. Ремнев. ФТП, **43**, 269 (2009).
- [16] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети. ФТП, **45**, 387 (2011).
- [17] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети. ФНТ, **35**, 710 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

Active conductivity of three-barrier resonance tunnel structure and optimization of quantum cascade laser operation

N.V. Tkach, Ju.A. Seti, V.A. Matijek, I.V. Boyko

Chernovtsy National University,
58012 Chernovtsy, Ukraine

Abstract Within the model of effective masses and rectangular potentials, the theory of active electron conductivity is proposed for the three-barrier resonance tunnel structure in time-independent electric field, as an active element of quantum cascade laser. It is shown that the chosen geometrical parameters of active regions in experimentally produced quantum cascade lasers are the most optimal ones and the experimental and theoretical magnitudes of radiation energies correlate with the accuracy by several percent.