

Резонансные переходы между расщепленными уровнями трехбарьерных наноструктур и перспективы их применения в приборах субмиллиметрового диапазона

© Е.И. Голант, А.Б. Пашковский

Государственное научно-производственное предприятие "Исток",
141190 Фрязино, Россия

(Получена 29 августа 2001 г. Принята к печати 9 сентября 2001 г.)

Развита математическая модель, описывающая когерентное туннелирование электронов в трехбарьерных квантово-размерных структурах в высокочастотном электрическом поле терагерцового диапазона. На основе разработанной модели качественно и количественно исследованы частотные зависимости отрицательной динамической проводимости (интенсивности квантовых переходов) трехбарьерных наноструктур с когерентным туннелированием электронов по близко лежащим расщепленным энергетическим уровням. Показано, что на основе таких структур могут быть созданы когерентные квантовые лазеры дальнего инфракрасного диапазона, с длиной волны вплоть до 60 мкм (5 ТГц). При этом время жизни электронов на нижнем резонансном уровне оказывается в 5 раз меньше характерного времени рассеяния, влияние пространственного заряда несущественно, а полезная мощность, выделяемая в структуре, в несколько раз превосходит мощность потерь внутри оптического волновода.

1. Введение

За последние годы значительный прогресс достигнут в освоении спектральной области 5–12 мкм дальнего инфракрасного (ИК) диапазона на основе нового типа лазеров на электронных переходах между уровнями размерного квантования полупроводниковых гетероструктур с AlInAs-барьерами и GaInAs-ямами — так называемых квантовых каскадных лазеров (QC-лазеров) [1–3].

Вместе с тем предпринимаемые попытки расширить диапазон действия таких лазеров в сторону более низких частот наталкиваются на серьезные трудности, связанные, в первую очередь, с ростом пускового тока лазеров при увеличении длины волны лазерного излучения.

Наибольшая длина волны излучения, генерируемого QC-лазером, составляет в настоящее время $\lambda = 17$ мкм, причем излучение получено в импульсном режиме и при охлаждении до температуры $T = 150$ К [4]. Сообщалось также о наблюдении электролюминесценции [5,6] и фотолюминесценции [7,8] пиковаттного уровня мощности на межподзонных переходах в области 100 мкм.

Существенным элементом физического механизма работы QC-лазеров является некогерентное (с участием фононов) туннелирование электронов, при котором на каждый испущенный электроном квант электромагнитного излучения (фотон) приходится несколько столкновений с фононами, нарушающими когерентность волновой функции электрона. Причины существенного увеличения пускового тока таких лазеров при увеличении длины волны (уменьшении частоты) излучения рассмотрены в [3].

В то же время ранее [9] была показана принципиальная возможность создания квантового лазера на когерентном (бесстолкновительном) транспорте электронов через двухбарьерные резонансно-туннельные структуры (РТС) на частотах в области 30 ТГц ($\lambda = 10$ мкм). Этот

лазер отличается от QC-лазера когерентным механизмом туннелирования, а по структуре — существенно меньшей толщиной потенциальных барьеров основной квантовой структуры.

С другой стороны, на более длинноволновом участке спектра электромагнитных волн работают классические микроволновые генераторы, основанные на отрицательном динамическом сопротивлении (ОДС) резонансно-туннельных пролетных диодов (РТПД). Однако ОДС таких диодов падает с частотой, и максимальная полученная частота генерации РТПД составляет около 700 ГГц [10].

В работах [11,12] было показано, что использование резонансных переходов в двухбарьерном инжекторе РТПД в сочетании с когерентным транспортном электронов через всю структуру позволяет при определенных условиях поднять частоту генерации до 5 ТГц ($\lambda = 60$ мкм), причем дальнейшее повышение частоты таких РТПД наталкивается на ряд принципиальных ограничений.

В связи с этим в настоящей работе проведен анализ некоторых фундаментальных физических причин, препятствующих эффективной работе в субмиллиметровом диапазоне волн ($\lambda = 30$ –300 мкм) лазеров и РТПД, основанных на двухбарьерных РТС с когерентным транспортом электронов.

Кроме того, предлагается один из перспективных подходов к решению проблемы создания полупроводниковых лазеров в этом диапазоне. Для лазерной генерации предлагается использовать электронные переходы между относительно близко лежащими (по энергии) расщепленными уровнями размерного квантования трехбарьерных РТС в условиях когерентного (бесстолкновительного) транспорта электронов. Расщепленными здесь называются уровни, энергетический зазор между которыми уменьшается пропорционально мощности (произ-

ведению высоты на ширину) среднего потенциального барьера. Оказывается, что электронный транспорт через такие структуры имеет ряд интересных физических особенностей, позволяющих рассчитывать, при правильном проектировании, на лазерную генерацию с длиной волны $\lambda \approx 65$ мкм.

2. Физические причины частотных ограничений

Первое частотное ограничение вытекает из требования когерентности туннелирования. Это ограничение связано с конечностью туннельного времени жизни электрона на резонансном уровне: $\tau \sim \hbar/\Gamma$, где Γ — ширина резонансного уровня. Время жизни должно быть меньше характерного времени релаксации электронов по импульсу τ_p с учетом всех механизмов рассеяния, причем, если в малосигнальном режиме определяющим является время жизни на верхнем резонансном уровне (именно в этом приближении были сделаны оценки в [11–13]), который в двух- и трехбарьерных структурах всегда шире нижнего, то в режиме большого сигнала играет роль время жизни на нижнем уровне, приводящее к более жесткому ограничению. Это представляет существенную трудность для использования двухбарьерных структур как в лазерах, так и в РТПД на относительно низких частотах, так как ширины уровней соотносятся как $(N/L)^3$, где N и L — номера уровней, а использование структур с большими номерами рабочих уровней затруднено из-за сильного увеличения ширины ямы, нежелательного по многим причинам. В частности, в широкой яме даже слабое постоянное электрическое поле смещения ведет к тому, что яма вместо прямоугольной становится треугольной, интенсивность квантовых переходов в ней резко уменьшается.

Вторым важным ограничением применимости двухбарьерных резонансно-туннельных структур как в лазерах, так и в качестве инжектора РТПД является негативное влияние переменной составляющей пространственного заряда на отрицательную динамическую проводимость, пропорциональную интенсивности квантовых переходов. Как было показано [14], в двухбарьерных РТС пространственный заряд ограничивает максимальную абсолютную величину отрицательной проводимости активного участка (при переходах с первого на второй резонансный уровень) величиной $\sim 0.7\omega\epsilon\epsilon_0$ (здесь ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 — электрическая постоянная, ω — частота). Это ограничение не только мешает понизить частоту лазерной генерации, но и, как оказалось, принципиально не позволяет существенно увеличить частоту генерации РТПД, используя резонансные переходы в квантовом инжекторе с очень узкими квазиуровнями [11,12].

Третьим ограничением, особенно принципиальным именно для лазеров, где электромагнитная волна распространяется по оптическому волноводу вдоль границ

гетероперехода, является проводимость потерь в оптическом волноводе, которая в данном случае резко возрастает с уменьшением частоты. В приближении времени релаксации проводимость омических потерь может быть оценена следующим образом:

$$\sigma_s \approx q\mu n / (1 + \omega^2 \tau_p^2), \quad (1)$$

где q — заряд, n — концентрация, μ — подвижность, τ_p — время релаксации импульса электрона. В структурно-совершенном GaAs при концентрации электронов $n = 10^{17}$ см $^{-3}$, $T = 77$ К подвижность $\mu \approx 9.6 \cdot 10^4$ см 2 /В·с, время релаксации импульса $\tau_p \approx 4 \cdot 10^{-13}$ с, что на частоте 30 ТГц дает $\sigma_s \approx 0.03$ См/см.

Как было показано ранее [9], требование достаточно большого коэффициента оптического ограничения (~ 0.8) приводит к тому, что ширина оптического волновода должна составлять около одной длины волны в волноводе, $w \approx \lambda/\kappa$, где $\kappa \approx 3.4$ — показатель преломления GaAs, а активная проводимость структуры σ_a для генерации сигнала должна удовлетворять условию [9]

$$\sigma_a > \xi \frac{w}{a} \sigma_s \approx \frac{\xi}{\kappa} \frac{\lambda}{a} \sigma_s. \quad (2)$$

При характерных размерах активной области (квантовой ямы) $a = 10$ нм, $\lambda = 10$ мкм, полагая в (2) $\xi = 1$ (это численный коэффициент, меньший или равный 1, связанный с неоднородностью распределения электрического поля в волне), находим условие усиления: $\sigma_a > 10$ См/см.

Из приведенных формул следует, что понижение частоты лазерной генерации до 10 ТГц ($\lambda = 30$ мкм) при $n = 10^{17}$ см $^{-3}$ приводит к требованию $\sigma_a > 270$ См/см, что в несколько раз превосходит предельно допустимую (по величине переменного пространственного заряда) величину $0.7\omega\epsilon\epsilon_0 \approx 50$ См/см. С другой стороны, элементарные оценки показывают, что уменьшение омических потерь путем снижения концентрации электронов наталкивается на ограничение по времени жизни на резонансных уровнях.

Существует по крайней мере два пути, позволяющих обойти эти трудности. Первый — это использование более узкозонных материалов с меньшей эффективной массой, большей подвижностью и, следовательно, со значительно большим временем релаксации по импульсу. В частности, максимальные частоты генерации в [10] были получены на РТПД на основе InAs. В двухбарьерной лазерной структуре при $n = 10^{17}$ см $^{-3}$, $T = 77$ К, $a = 10$ нм на частоте $\nu = 10$ ТГц расчет дает условие генерации: $\sigma_a > 7$ См/см.

Однако, как указывалось выше, проведенные оценки относятся, строго говоря, только к режиму малого сигнала, поскольку используется относительно мягкое условие когерентности туннелирования электронов на верхнем, более широком, уровне. В то же время в режиме большого сигнала необходимо пользоваться более жестким требованием когерентности электронов на более узком

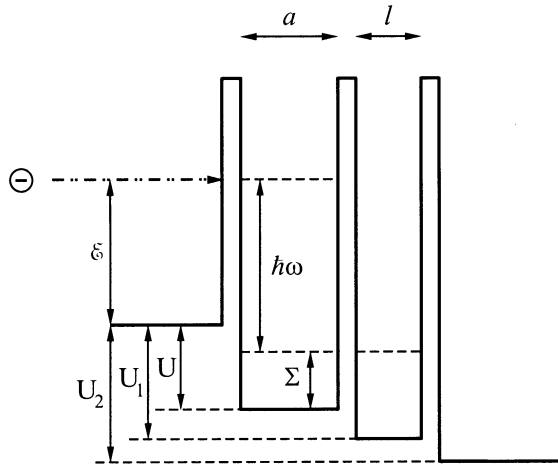


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы рассматриваемой трехбарьерной структуры.

нижнем уровне двухбарьерных РТС. Расчет показывает, что в этом практически важном режиме одно только использование узкозонного InAs не позволяет полностью решить проблему существенного понижения частоты генерации когерентных лазеров на двухбарьерных РТС. Эту проблему позволяет в значительной мере решить второй путь — использование резонансных переходов между расщепленными уровнями трехбарьерных структур на основе InAs. Возможный пример подобного решения мы и рассмотрим далее более подробно.

3. Описание модели

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную резонансно-туннельную структуру с тонкими (δ -образными) барьерами, к которой приложено однородное высокочастотное (ВЧ) электрическое поле, изменяющееся со временем по закону $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Для определенности также будем считать, что моноэнергетический поток электронов падает на структуру слева. Тогда нестационарное уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + H(x)\psi + H(x, t)\psi, \quad (3)$$

$$H(x) = -U[\theta(x) - \theta(x-a)] - U_1[\theta(x-a) - \theta(x-a-l)] - U_2\theta(x-a-l) + \alpha\delta(x) + \alpha\rho\delta(x-a) + \alpha\gamma\delta(x-a-l),$$

$$H(x, t) = -qE\{x[\theta(x) - \theta(x-a-l)] + (a+l)\theta(x-a-l)\}(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}).$$

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона; $\alpha = \varphi_b b$ — мощность первого барьера, высотой φ_b и шириной b ; $\theta(x)$ — единичная функция; γ, ρ — численные коэффициенты; U, U_1 и U_2 — величины скачка дна зоны проводимости на барьерах (см. рис. 1); a, l — расстояния между барьерами.

При этом невозмущенная волновая функция электронов ψ_0 имеет вид

$$\psi_0(x) = \begin{cases} \exp(ik_0x) + D_0 \exp(-ik_0x), & x < 0 \\ A_0 \sin(kx) + B_0 \cos(kx), & 0 < x < a \\ Z_0 \sin[k_1(x-a)] + W_0 \cos[k_1(x-a)], & a < x < a+l \\ C_0 \exp[ik_2(x-a-l)], & x > a+l, \end{cases} \quad (4)$$

где $k_0 = (2m^*\mathcal{E}/\hbar^2)^{1/2}$, $k = [2m^*(\mathcal{E} + U)/\hbar^2]^{1/2}$, $k_1 = [2m^*(\mathcal{E} + U_1)/\hbar^2]^{1/2}$, $k_2 = [2m^*(\mathcal{E} + U_2)/\hbar^2]^{1/2}$ — волновые векторы электронов; \mathcal{E} — энергия электронов, падающих на структуру. В приближении малого сигнала поправка 1-го порядка ψ_1 к волновой функции основного состояния имеет следующую временную зависимость [13]: $\psi_1 = \psi_+(x)e^{i(\omega_0+\omega)t} + \psi_-(x)e^{i(\omega_0-\omega)t}$ ($\omega_0 = \mathcal{E}/\hbar$), соответствующую испусканию и поглощению фотона с энергией $\hbar\omega$. В конкретном случае трехбарьерной структуры ψ_{\pm} имеет вид

$$\psi_{\pm}(x) = \begin{cases} D_{\pm} \exp(-ik_{0\pm}x), & x < 0 \\ A_{\pm} \sin(kx) + B_{\pm} \cos(kx) + \varphi_{\pm}(x), & 0 < x < a \\ Z_{\pm} \sin[k_{1\pm}(x-a)] + W_{\pm} \cos[k_{1\pm}(x-a)] + \chi_{\pm}(x), & a < x < a+l \\ C_{\pm} \exp[ik_{2\pm}(x-a-l)] + P_{\pm} \exp[ik_2(x-a-l)], & x > a+l, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$k_{0\pm} = [2m^*(\mathcal{E} \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2},$$

$$k_{\pm} = [2m^*(\mathcal{E} + U \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2},$$

$$k_{1\pm} = [2m^*(\mathcal{E} + U_1 \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2},$$

$$k_{2\pm} = [2m^*(\mathcal{E} + U_2 \pm \hbar\omega)/\hbar^2]^{1/2},$$

$$P_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(a+l),$$

$$\varphi_{\pm}, \chi_{\pm} = \mp \frac{qEa}{\hbar\omega} \psi_0(x) + \frac{qE}{m^*\omega^2} \psi_0'(x), \quad (6)$$

соответствующие частные решения уравнений для ψ_{\pm} (см. [13,14]). Система уравнений для определения коэффициентов $A_{\pm}, B_{\pm}, C_{\pm}, D_{\pm}, Z_{\pm}, W_{\pm}$ в матричной форме

имеет вид

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ ik_{0\pm} - y & k_{\pm} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sin k_{\pm}a & \cos k_{\pm}a & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -k_{\pm} \cos k_{\pm}a & k_{\pm} \sin k_{\pm}a & k_{1\pm} & -\rho y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sin k_{1\pm}a & \cos k_{1\pm}a & -1 \\ 0 & 0 & 0 & -k_{1\pm} \cos k_{1\pm}a & k_{1\pm} \sin k_{1\pm}a & ik_{2\pm} - \gamma y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} D_{\pm} \\ A_{\pm} \\ B_{\pm} \\ Z_{\pm} \\ W_{\pm} \\ C_{\pm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_4 \\ f_5 \\ f_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_{\pm}(0) \\ -\varphi'_{\pm}(0) \\ \chi_{\pm}(a) - \varphi_{\pm}(a) \\ \rho y \chi_{\pm}(a) - \chi'_{\pm}(a) + \varphi'_{\pm}(a) \\ P_{\pm} - \chi_{\pm}(a+l) \\ (\gamma y - ik_2)P_{\pm} - \chi'_{\pm}(a+l) \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь

$$y = \frac{2m^* \alpha}{\hbar^2}. \quad (8)$$

Решение полученной системы уравнений дает поправку 1-го порядка к волновой функции электронов, что позволяет рассчитать активную проводимость структуры. Приведенные далее (разд. 4) результаты основаны на строгом численном решении этой системы.

Для резонансных переходов некоторые общие свойства трехбарьерных структур с достаточно мощными барьерами, $y \gg k_{0\pm}, k_{\pm}, k_{1\pm}, k_{2\pm}$, можно исследовать на примере симметричной структуры без разрывов дна зоны проводимости на барьерах: $a = l, U = U_1 = U_2 = 0, \gamma = 1$. Для такой структуры условие резонансного прохождения электронов через структуру ищем в виде [13]

$$|\cos ka| \approx 1, \quad |\sin ka| \ll 1. \quad (9)$$

При $\cos ka \approx -1$, полагая

$$\sin ka = -\frac{k}{y} \beta, \quad (10)$$

находим, что определитель системы (7) минимален (условие резонанса, см. подробнее в [13,14]) при

$$\beta_1 = -1, \quad \beta_2 = -1 - 2/\rho, \quad (11)$$

а при $\cos ka \approx 1$

$$\beta_1 = 1, \quad \beta_2 = 1 + 2/\rho. \quad (12)$$

Таким образом, вместо далеких друг от друга уровней мы имеем пары расположенных рядом "расщепленных" уровней (см. рис. 2).

Расщепление уровней легко понять, если представить себе образование симметричной трехбарьерной структуры как появление и рост третьего δ -барьера в центре квантовой ямы (размером $2a$) исходной двухбарьерной структуры. Возникновение третьего барьера не искажает

резонансные волновые функции двухбарьерной структуры, имеющие нуль в точке роста барьера — в центре квантовой ямы. Поэтому положение соответствующих уровней (уровней с четными номерами) не изменяется. Резонансные волновые функции нечетных уровней, напротив, сильно искажаются с ростом мощности третьего барьера. При нулевой мощности этого барьера в центре квантовой ямы находится максимум нечетной волновой функции, а при бесконечной появляется нуль, как и у следующей за ней четной волновой функции. Поэтому величины волновых векторов нечетных функций приближаются к соответствующим величинам четных; следовательно, сближаются и энергии соответствующих уровней.

При этом расстояние между уровнями равно

$$\hbar\omega = \frac{2k\Sigma}{\pi N\rho y}, \quad (13)$$

где Σ, N, k — энергия, номер и волновой вектор для данной пары уровней. Видно, что для достаточно мощных

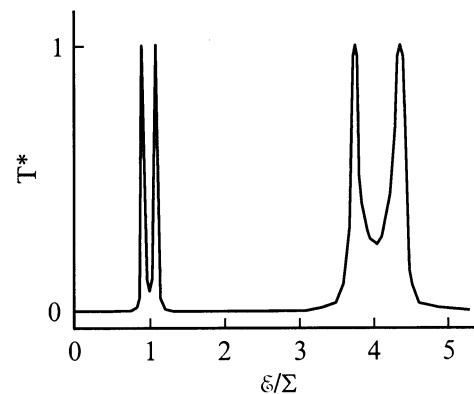


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения T^* через симметричную трехбарьерную InAs-структуру от отношения энергии электронов \mathcal{E} к энергии первого резонансного уровня в двухбарьерной структуре с $\Sigma = 60.3$ мэВ (расстояние между барьерами $a = l = 150$ Å, толщины гетеробарьеров 11 Å, высота 2 эВ).

барьеров, для которых $y \gg k$ и $\rho \sim 1$, энергетический зазор между расщепленными уровнями будет много меньше их энергии, $\hbar\omega \ll \Sigma$, причем частота переходов будет тем меньше, чем мощнее внутренние и внешние барьеры. Таким образом, в отличие от двухбарьерной структуры, в которой частота переходов определялась продольным размером квантовой ямы и номерами резонансных уровней, в трехбарьерной структуре частотой переходов можно управлять, меняя мощность среднего барьера.

Можно показать, что ширина N -й пары уровней трехбарьерной структуры равна

$$\Gamma \approx \frac{k_0 + k_2}{4k} \Gamma_{\text{sim}},$$

где

$$\Gamma_{\text{sim}} = \left(\frac{\pi \hbar^2 N}{m^*} \right)^3 \frac{1}{\alpha^2 a^4} \quad (14)$$

— ширина уровня с номером N симметричной двухбарьерной структуры с продольным размером квантовой ямы, равным размеру первой квантовой ямы a трехбарьерной структуры. Для структур с постоянной высотой дна зоны проводимости $k_0 = k_2 = k$, следовательно, $\Gamma = \Gamma_{\text{sim}}/2$. При этом важной особенностью расщепленных уровней является их практически одинаковая (с точностью до параметра k/y) ширина. Это свойство очень важно, так как во многом облегчает получение высоких значений отрицательной динамической проводимости (ОДП) на таких структурах. Действительно, в двухбарьерных структурах нижний уровень всегда значительно уже верхнего, а возможность увеличения активной проводимости структуры в режиме большого сигнала путем повышения эффективной толщины барьеров во многом ограничена необходимостью поддержания когерентности туннелирования именно на более узком нижнем уровне. Иными словами, толщина барьеров может увеличиваться только до тех пор, пока туннельное время жизни не превосходит среднего времени фононного рассеяния, нарушающего когерентность туннелирования. Кроме того, по этой же причине узости нижнего уровня только незначительная часть тока электронов (приблизительно равная отношению ширины нижнего уровня к ширине верхнего), туннелирующих через верхний уровень, попадает на нижний, принимая участие во взаимодействии с ВЧ полем. Вместе с тем при переходах между равными по ширине расщепленными уровнями, во-первых, почти все электроны, туннелирующие через структуру, могут взаимодействовать с ВЧ полем, отдавая ему энергию, и, во-вторых, ограничения по времени жизни практически одинаковы как для верхнего, так и для нижнего уровней, что позволяет достичь существенно большей интенсивности квантовых переходов, а следовательно, и ОДП.

Нужно отметить еще одну важную и очень интересную особенность переходов между расщепленными уровнями

симметричной трехбарьерной структуры. Высокочастотная проводимость двухбарьерной структуры при переходах между резонансными уровнями K и N возрастает как четвертая степень мощности барьеров α ,

$$\sigma_{\text{sim}} = \pm \frac{8q^2 m^* \alpha^4}{\pi M \hbar^6 \omega^3} n [1 - (-1)^{K-N}] \quad (15)$$

(n — концентрация электронов), в то время как частота излучения ω , определяемая энергетическим зазором между уровнями, слабо зависит от α . В трехбарьерных структурах, как легко показать, используя систему (7), высокочастотная проводимость при переходах между расщепленными уровнями имеет вид

$$\sigma = \pm \frac{8q^2 k_0^2 [\rho^2 (U + U_2) + 4\hbar(\omega_0 - \omega)]^2}{a(k_0 + k_2)^2 (k_{0-} + k_{2-}) m^* \rho^4 \hbar^2 \omega^3} n, \quad (16)$$

где зависимость частоты ω от мощности барьеров (внешние барьеры предполагаются одинаковыми) дается (13). Для структуры с неизменной высотой дна зоны проводимости (16) приводится к виду

$$\sigma = \pm \frac{16q^2 (\omega_0 - \omega)^2}{\pi N m^* \rho^4 \omega^3} n, \quad (17)$$

а (17), в свою очередь, с учетом (8) при условии $k \ll y$ и $\omega \ll \omega_0$ переходит в выражение

$$\sigma = \pm \frac{q^2 \pi^2 N^2 n}{4m^* \rho \omega_0} \left(\frac{y}{k} \right)^3 = \pm \frac{q^2 \pi^2 N^2 \alpha^3 n}{\rho} \left(\frac{m^*}{\hbar^{10} \omega_0^5} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Таким образом, оказывается, что высокочастотная проводимость при переходах между расщепленными уровнями трехбарьерных структур пропорциональна третьей степени мощности барьеров.

4. Результаты численных расчетов

На рис. 3–5 приведены результаты численных расчетов по описанной в разд. 2 модели для несимметричной трехбарьерной структуры (рис. 1). Ширина обеих квантовых ям выбрана одинаковой $a = l = 150 \text{ \AA}$, толщины гетеробарьеров составляют 11, 5.5 и 16.5 \AA соответственно, а их высота 2 эВ определяется разрывом зон гетеропереходов (высота первого резонансного уровня в двухбарьерной структуре с барьерами по 11 \AA составляет $\Sigma = 60.3 \text{ мэВ}$). Вообще говоря, свойства сверхтонких гетеробарьеров недостаточно исследованы, и используемая нами модель для барьеров порядка нескольких и, тем более, одного атомного слоя является весьма приближенной. Однако двухбарьерные РТС с барьерами в несколько атомных слоев (точная их высота, конечно, неизвестна) уже использовались [10], а сверхтонкий и высокий средний барьер по сути эквивалентен более низкому и достаточно широкому (порядка десятка атомных слоев) барьеру той же мощности, который в принципе легко может быть изготовлен. Скачок дна зоны проводимости на первом и втором барьерах $U = U_1 = 65 \text{ мэВ}$

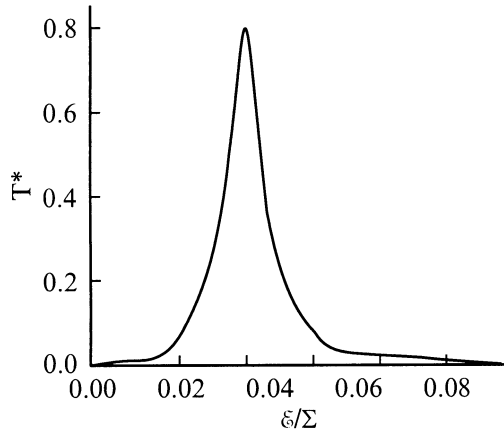


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения T^* через рассматриваемую трехбарьерную структуру от отношения энергии электронов \mathcal{E} к энергии первого резонансного уровня в двухбарьерной структуре $\Sigma = 60.3$ мэВ.

выбран так, чтобы первый резонансный уровень лежал ниже, а второй уровень — выше дна зоны проводимости на входе трехбарьерной РТС (рис. 1). Скачок дна зоны проводимости на третьем барьере $U_2 = 45$ мэВ подобран таким образом, чтобы максимально увеличить интегральную, с учетом всех инжектируемых в структуру электронов, ВЧ проводимость трехбарьерной РТС.

На рис. 3 приведена зависимость статического коэффициента прохождения T^* от энергии падающих электронов. Видно, что, хотя структура сильно несимметрична, благодаря большей толщине третьего барьера по сравнению с первым, коэффициент прохождения весьма велик и составляет ~ 0.8 .

На рис. 4 приведена частотная зависимость активной моноэнергетической высокочастотной проводимости структуры при $n = 10^{16}$ см $^{-3}$. Видно, что ширина нижнего резонансного уровня Γ близка к ширине верхнего и составляет ~ 0.6 мэВ, соответствующее время жизни на уровне почти в 5 раз меньше характерного времени релаксации электронов по импульсу в InAs при $T = 77$ К, а значит, и перенос электронов через структуру будет бесстолкновительным (когерентным).

На рис. 5 приведена частотная зависимость интегральной активной проводимости трехбарьерной РТС с концентрацией электронов $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ при температуре $T = 77$ К с учетом фермиевского распределения электронов в потоке, падающем на вход структуры.

Видно, что проводимость достигает максимальной величины на частоте $\nu = 4.5$ ТГц и составляет $\sigma_a = -7.3$ См/см, что, с одной стороны, в несколько раз выше порога лазерной генерации (для данной структуры, концентрации и частоты этот порог определяется условием $-\sigma_a > 2$ См/см), а с другой — в несколько раз ниже величины $0.7\omega\epsilon\epsilon_0 \approx 20$ См/см, выше которой оправдано пренебрежение переменной составляющей пространственного заряда. Отсюда можно сделать вывод,

что частоту генерации когерентного квантового лазера на одной трехбарьерной структуре в режиме большого сигнала в принципе можно понизить до 5 ТГц, не выходя за рамки рассматриваемого физического механизма его работы. Ясно, что последовательное каскадирование таких активных трехбарьерных наноструктур, как это делается в современных приборах [1,2], может существенно увеличить квантовую эффективность и выходную мощность лазера.

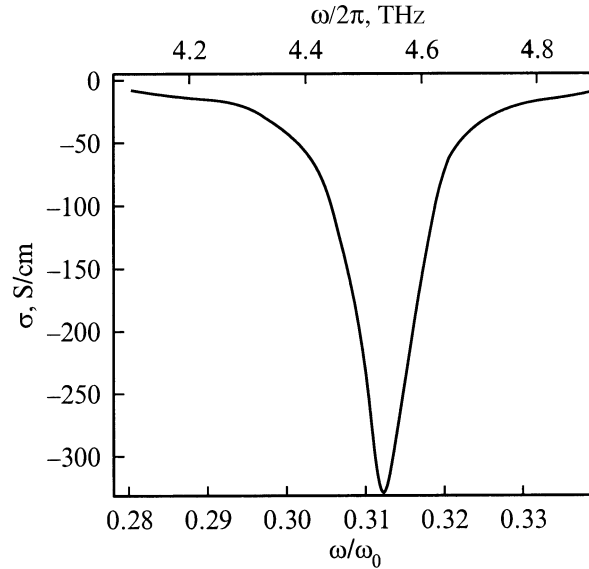


Рис. 4. Зависимость активной проводимости трехбарьерной структуры σ при прохождении моноэнергетического пучка электронов с концентрацией $n = 10^{16}$ см $^{-3}$ через резонансный уровень от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \Sigma/\hbar$).

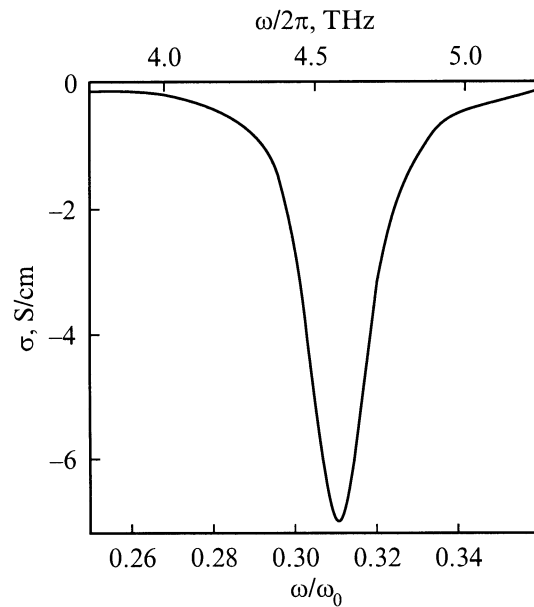


Рис. 5. Зависимость интегральной активной проводимости рассматриваемой трехбарьерной структуры σ с учетом фермиевского распределения электронов от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \Sigma/\hbar$, $a = l = 150$ Å, $\Sigma = 60.3$ мэВ).

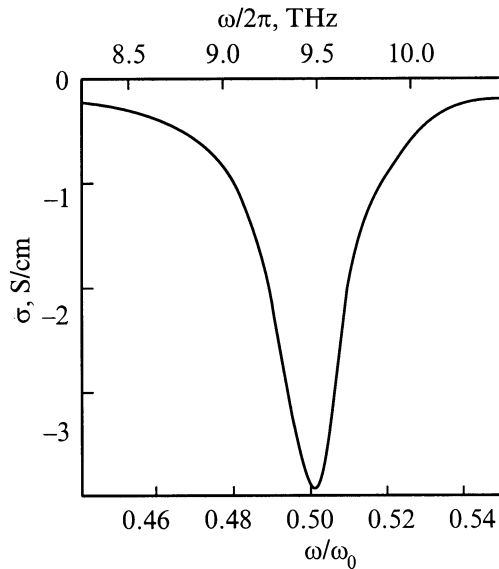


Рис. 6. Зависимость интегральной активной проводимости рассматриваемой трехбарьерной структуры σ от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \Sigma/\hbar$, $a = l = 130 \text{ \AA}$, $\Sigma = 78.23 \text{ мэВ}$).

Представляется интересным сравнить характеристики предлагаемой трехбарьерной лазерной структуры с характеристиками двухбарьерной структуры на основе того же InAs. Сравнение, естественно, должно проводиться на более высокой частоте, где в принципе работают обе структуры.

Увеличивать частоту переходов между расщепленными уровнями трехбарьерной структуры можно как увеличивая энергию уровней, так и уменьшая мощность среднего барьера. На рис. 6 приведена зависимость интегральной активной проводимости при $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 77 \text{ К}$ для трехбарьерной структуры с одинаковой шириной обоих квантовых ям $a = l = 130 \text{ \AA}$, внешними барьерами шириной 11 и 16.5 \AA и высотой 2 эВ. Внутренний барьер был взят толщиной 5.5 \AA и высотой 1 эВ (что в принципе эквивалентно барьеру толщиной 55 \AA и высотой 0.1 эВ), $U = U_1 = 80 \text{ мэВ}$, $U_2 = 60 \text{ мэВ}$. Высота первого резонансного уровня в двухбарьерной структуре с барьерами по 11 \AA составляет $\Sigma = 78.23 \text{ мэВ}$. При этом ширина первого резонансного уровня оказалась практически та же, что и в предыдущем случае.

Из расчетов видно, что интегральная проводимость данной структуры имеет максимум на частоте $\nu = 9.5 \text{ ТГц}$, проводимость более чем на порядок превышает пороговую проводимость, с которой начинается лазерная генерация при данной концентрации электронов ($\sim 0.3 \text{ См/см}$). Для получения подобного результата на двухбарьерной структуре ширина нижнего уровня должна быть в ~ 5 раз меньше. При этом время жизни электронов на нем станет практически равным времени релаксации электронов по импульсу, а значит, электронный транспорт при конечных величинах амплитуды ВЧ поля уже не будет когерентным, и дальнейшее

снижение рабочей частоты приведет к резкому падению проводимости и квантовой эффективной двухбарьерной структуры.

5. Заключение

Таким образом, расчеты показывают, что на основе трехбарьерных наноструктур с оптимизированными толщинами потенциальных барьеров, обеспечивающими когерентный транспорт электронов, могут быть созданы лазеры на переходах между расщепленными уровнями (подзонами) в дальнем ИК диапазоне на частотах вплоть до 4.5 ТГц.

С учетом того, что, как было показано ранее [11,12], резонансно-туннельно-пролетные диоды с когерентным туннелированием в двухбарьерном инжекторе могут иметь отрицательное динамическое сопротивление (заметно превосходящее омическое сопротивление пассивных участков диода) на частотах вплоть до 5 ТГц ($\lambda = 60 \text{ мкм}$), можно говорить о принципиальной возможности перекрытия всего частотного диапазона от единиц ГГц до десятков ТГц активными полупроводниковыми приборами на основе наноструктур с когерентным транспортом электронов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 00-02-17119) и Научного совета по программе "Физика твердотельных наноструктур" (проект № 97-1094).

Список литературы

- [1] J. Faist, A. Tredicucci, F. Capasso, C. Sirtori, D.L. Sivco, J.N. Baillargeon, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. IEEE J. Quant. Electron., **34** (2), 336 (1998).
- [2] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **69** (19), 2810 (1996).
- [3] G. Scamarcio, C. Gmachl, F. Capasso, A. Tredicucci, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, A.Y. Cho. Semicond. Sci. Technol., **13**, 1333 (1998).
- [4] A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **74** (5), 638 (1999).
- [5] M. Helm, P. England, E. Colas, F. DeRosa, S.J. Allen. Phys. Rev. Lett., **63**, 74 (1989).
- [6] M. Rochat, J. Faist, M. Beck, U. Oesterle, M. Piegems. Appl. Phys. Lett., **73**, 3724 (1998).
- [7] I. Lyubomirsky, Q. Hu, M.R. Melloch. Appl. Phys. Lett., **73**, 3043 (1998).
- [8] B.S. Williams, B. Xu, Q. Hu. Appl. Phys. Lett., **75** (19), 2927 (1999).
- [9] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, А.С. Тагер. Письма ЖТФ, **20** (21), 74 (1994).
- [10] E.R. Brown, J.R. Soderstrom, C.D. Parker, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill. Appl. Phys. Lett., **58** (20), 2291 (1991).
- [11] Э.А. Гельвич, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, В.П. Сазонов. Письма ЖТФ, **25** (10), 7 (1999).
- [12] Э.А. Гельвич, Е.И. Голант, А.Б. Пашковский, В.П. Сазонов. Письма ЖТФ, **26** (13), 11 (2000).

- [13] Е.И. Голант, А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **67** (6), 372 (1998).
- [14] А.Б. Пашковский. Письма ЖЭТФ, **64** (12), 829 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

Resonant transitions between splitting energy levels of triple-barrier nanostructures and their application perspectives in submillimeter-wave devices

E.I. Golant, A.B. Pashkovskii

State Research and Production Corporation "Istok",
141190 Fryazino, Russia

Abstract A theoretical model has been developed for electronic coherent tunneling through the triple-barrier quantum-dimensional semiconductor heterostructures in the THz frequency electric field. Using this model we calculated the frequency-dependent negative dynamic conductivity, which is proportional to the electron transition intensity, for triple-barrier structures with coherent electron tunneling through the split energy levels. It has been shown that these structures can be employed in far-infrared coherent quantum lasers, the wave length being $60 \mu\text{m}$ (5 THz). Eventually, the electron life-time at the lower resonant level proved to be 5 times less than the phonon-scattering time; the role of space-charge was negligibly small and high-frequency power exceeded the losses in the optical waveguide interior by several times.