

06

Каскадный лазер с когерентным транспортом электронов на двухфотонных переходах в трехбарьерных гетероструктурах

© *Е.И. Голант, А.А. Капралова, В.М. Лукашин, А.Б. Пашковский*

Федеральное государственное унитарное предприятие
Научно-производственное предприятие „Исток“,
Фрязино, Московская область
E-mail: solidstate10@mail.ru
Научно-исследовательский институт „МЭИИТ МИЭМ“, Москва

Поступило в Редакцию 10 ноября 2008 г.

Для несимметричных трехбарьерных структур с тонкими высокими барьерами найдено аналитическое решение уравнение Шредингера, описывающее резонансные переходы между тремя квантовыми уровнями в сильном высокочастотном электрическом поле. Обнаружено, что большая часть электронов, падающих на верхний резонансный уровень, может отдавать два фотона и уходить из структуры по нижнему уровню без промежуточного взаимодействия с фононами с квантовой эффективностью, достигающей в пределе 160%.

PACS: 73.40.Gk, 73.50.Mx, 73.63.Hs

Квантовые каскадные лазеры, интенсивно развиваемые источники электромагнитного излучения среднего и ближнего ИК (THz) диапазонов, работают в режиме некогерентного транспорта электронов, когда на каждый излучательный переход электронов между рабочими уровнями (подзонами) активного участка полупроводниковой структуры приходится несколько безызлучательных переходов, вызываемых фононами. Квантовая эффективность такого режима не превосходит обычно долей процента. Для ее повышения применяют каскадирование — последовательное соединение в одной полупроводниковой структуре M (M может доходить до нескольких сотен) рабочих ячеек, состоящих из инжектора электронов, активного участка, а также резервуара электронов, в котором электронный газ приходит в равновесие с кристаллической решеткой полупроводника. В случае последовательного каскадирования

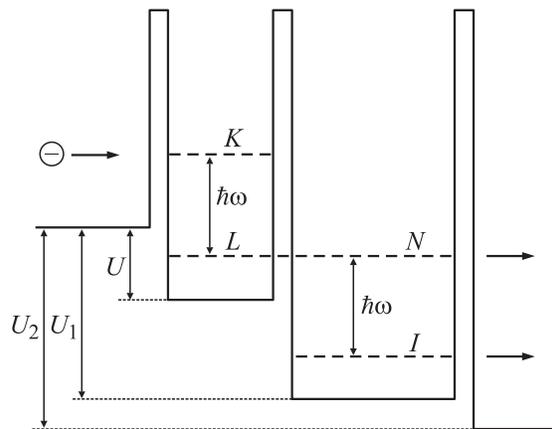


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма рассматриваемой трехбарьерной структуры.

каждый электрон, проходя всю структуру, может испытать в среднем в M раз больше излучательных переходов по сравнению с прохождением одной ячейки. Соответственно в M раз увеличивается квантовая эффективность, которая может превышать 100% [1]. При этом, однако, существенно увеличивается рабочее напряжение и соответственно мощность, потребляемая лазерным диодом в рабочем режиме.

В то же время было предложено [2] использовать в лазере на межподзонных переходах режим когерентного транспорта электронов, при котором подавляющее число электронов успевают протуннелировать сквозь выходной барьер активного участка, избежав столкновений с фононами.

Поскольку все переходы в когерентном режиме — излучательные, квантовая эффективность одной рабочей ячейки такого лазера может быть намного выше, чем ячейка с некогерентным транспортом, и при определенных условиях может достигать 80% [3,4]. Представляет несомненный интерес рассмотреть возможность прямого каскадирования активных лазерных ячеек с когерентным транспортом электронов с целью получения 160% квантовой эффективности всего на двух ячейках.

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную гетероструктуру (рис. 1) с тонкими (δ -образными) барьерами, к которой приложено од-

нородное высокочастотное электрическое поле: $E(t) = E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})$. Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов с энергией ε падает слева на резонансный уровень с номером K первой двухбарьерной структуры, частота высокочастотного поля соответствует переходам на уровень L этой же структуры, один из резонансных уровней второй двухбарьерной структуры с номером N находится вблизи уровня L первой, образуя общий резонансный уровень всей структуры, а во второй яме находится уровень с номером I , находящийся на том же расстоянии от общего уровня, что и верхний уровень в первой яме. Нестационарное уравнение Шредингера для такой системы имеет вид:

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

$$H(x) = U(\theta(x) - \theta(x - a)) + U_1(\theta(x - a) - \theta(x - a - l))$$

$$+ U_2\theta(x - a - l) + \alpha\delta(x) + \alpha\rho\delta(x - a) + \alpha\gamma\delta(x - a - l),$$

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

Здесь q , m^* — заряд и эффективная масса электрона; $\alpha = \varphi_b b$ — мощность первого барьера; φ_b , b — его высота и ширина; $\theta(x)$ — единичная функция; γ , ρ — численные коэффициенты; a , l — расстояния между барьерами; U , U_1 и U_2 — величина скачка дна зоны проводимости на барьерах. Решение задачи будем искать по теории возмущений с открытыми граничными условиями по всем каналам рассеяния [3,5,6], позволяющими строго учитывать уход электронов из структуры без каких-либо допущений. Рассчитав аналогично [3,6] соответствующие поправки и просуммировав получившиеся ряды, можно показать, что волновая функция электронов имеет вид

$$\psi(x, t) = \psi_K(x)e^{-i\omega_0 t} + \psi_{LN}(x)e^{-i(\omega_0 - \omega)t} + \psi_I(x)e^{-i(\omega_0 - 2\omega)t}, \quad (2)$$

$$\psi_K(x) = \begin{cases} \exp(ik_0 x) + D \exp(-ik_0 x), & x < 0, \\ A \sin(kx) + B \cos(kx), & 0 < x < a, \\ Z \sin(k_1(x - a)) + W \cos(k_1(x - a)), & a < x < a + l, \\ C \exp(ik_2(x - a - l)), & x > a + l, \end{cases}$$

$$D = \frac{1 + w - z}{1 + w + z}, \quad A = \frac{2y}{k} \frac{1 + w}{1 + w + z}, \quad B = 2 \frac{1 + w}{1 + w + z},$$

$$Z = \frac{2 \operatorname{ctg}(k_1 l)}{\rho} \frac{1+w}{1+w+z}, \quad W = \frac{2(-1)^k}{\rho} \frac{1+w}{1+w+z},$$

$$C = -\frac{2k_1}{\gamma \rho y \sin k_1 l} \frac{1+w}{1+w+z},$$

$$\psi_{LN}(x) = \frac{1}{1+w+z}$$

$$\times \begin{cases} D_- \exp(kx), & x < 0, \\ A_- \sin(kx) + B_- \cos(kx), & 0 < x < a, \\ Z_- \sin(k_{1-}(x-a)) + W_- \cos(k_{1-}(x-a)), & a < x < a+l, \\ C_- \exp(ik_{2-}(x-a-l)), & x > a+l, \end{cases} \quad (3)$$

$$C_- = -\frac{4iqEy^2(\gamma + \rho - \gamma\xi\rho)}{m^*\omega^*k_{2-}} = Z_- \frac{k_{1-}}{y} = \frac{W_-}{1-\gamma\xi} = \frac{D_-}{\gamma + \rho - \gamma\xi\rho} = A_- \frac{k_-}{y},$$

$$\psi_l(x) = \frac{1}{1+w+z}$$

$$\times \begin{cases} D_{--} \exp(k_1(x-a)), & 0 < x < a, \\ Z_{--} \sin(k_{1--}(x-a)) + W_{--} \cos(k_{1--}(x-a)), & a < x < a+l, \\ C_{--} \exp(ik_{2--}(x-a-l)), & x > a+l, \end{cases}$$

$$D_{--} = W_{--} = \gamma C_{--} = Z_{--} \frac{k_{2--}}{\gamma} = \left(\frac{2qE}{m^*\omega^2} \right)^2 \frac{2\gamma^3(\gamma + \rho - \gamma\xi\rho)y^4}{k_{2-}k_{2--}},$$

$$z = \left(\frac{2qE}{m^*\omega^2} \right)^2 \frac{(\gamma + \rho - \gamma\xi\rho)^2 y^4}{k_0 k_{2-}}, \quad w = \left(\frac{2qE}{m^*\omega^2} \right)^2 \frac{y^4 \gamma^4}{k_{2-} k_{2--}}.$$

Здесь $y = 2m^*\alpha/\hbar^2$ — величина, которая в структурах с δ -образными барьерами выступает в роли большого резонансного параметра; k_i, k_{i-}, k_{i--} — соответствующие волновые векторы. При достаточно мощных барьерах и соответственно узких резонансных уровнях $y \gg k$. Коэффициент ξ определяется параметрами структуры и задается условием $\sin kl \approx -\xi k_{1-}/y$.

Ранее было показано, что однофотонный канал рассеяния при диагональных переходах в трехбарьерных структурах [7] и прямых переходах в двухбарьерных [6] структурах могут быть абсолютно прозрачными. Видно, что и в случае трех резонансных уровней структура в сильном

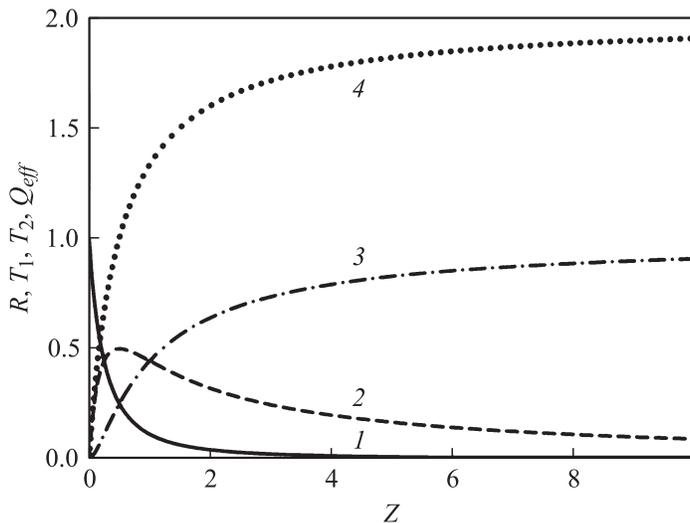


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения R (1) и прохождения по среднему T_1 (2) и нижнему T_2 (3) резонансным уровням, а также суммарной квантовой эффективности Q_{eff} (4) от параметра z , пропорционального квадрату амплитуды СВЧ-поля.

поле может стать абсолютно прозрачной, т.е. коэффициент отражения от центра верхнего резонансного уровня может стать равным нулю при $z = 1 + w$.

Однако для приборного применения абсолютная прозрачность структуры не является обязательной. На рис. 2 приведены графики зависимости коэффициентов отражения, прохождения по среднему T_1 и нижнему T_2 уровням и суммарной квантовой эффективности $Q_{eff} = T_1 + 2T_2$ от параметра z , определенного в (3) и пропорционального квадрату амплитуды СВЧ-поля (надо отметить, что при $0.5z < w < 2z$ характер зависимостей существенно не меняется). Видно, что уже при $z > 1$ от структуры отражается менее 10% электронов, а при амплитудах поля, обеспечивающих изменение СВЧ-потенциала на размерах структуры в 3–5 раз большее ширины среднего уровня ($z \sim 10$), большая часть электронов (около 90%) уходит по нижнему уровню, а структура оказывается практически полностью прозрачной.

Таким образом, показана принципиальная возможность создания ИК-лазера с весьма высокой квантовой эффективностью на одиночной трехбарьерной гетероструктуре с баллистическим транспортом электронов.

Для этого следует подобрать параметры трехбарьерной структуры так, чтобы средний и нижний резонансный уровни были заметно шире верхнего. В этом случае, как показал расчет, около 80% электронов, инжектированных на верхний уровень, перейдет, излучив квант света, на средний уровень, а затем приблизительно столько же электронов, отдав еще один фотон, перейдет на нижний и покинет структуру. Таким образом, в пределе квантовая эффективность такого процесса может достигать 160%, а в полях, по напряженности всего в три раза превосходящих напряженность поля, обеспечивающую абсолютную прозрачность однофотонного канала рассеяния, приближаться к 150%, что почти вдвое превосходит максимальную эффективность одноквантовых переходов в одиночной квантовой яме [3].

Список литературы

- [1] *Faist J., Capasso F., Sivco D.L.* // Science. 1994. V. 264. P. 553.
- [2] *Голант Е.И., Паиковский А.Б., Тагер А.С.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 74–79.
- [3] *Голант Е.И., Паиковский А.Б.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112(7). С. 237.
- [4] *Гельвич А., Голант Е.И., Кузнецова И.В., Паиковский А.Б.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 13. С. 64.
- [5] *Паиковский А.Б.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 109(5). С. 1779.
- [6] *Голант Е.И., Паиковский А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63(7). С. 559.
- [7] *Сумецкий М.Ю., Фельштын М.Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53(1). С. 24–27.