

07

Высокая эффективность двухчастотной лазерной генерации в трехбарьерных наноструктурах с баллистическим транспортом электронов

© А.А. Борисов, С.С. Зырин, А.А. Маковецкая, В.И. Новоселец,
А.Б. Пашковский, Н.Д. Урсуляк

НПП „ИСТОК“ им. Шокина, Фрязино, Московская область
E-mail: solidstate10@mail.ru

Поступило в Редакцию 28 марта 2016 г.

Для несимметричных трехбарьерных резонансно-туннельных структур с тонкими высокими барьерами в приближении функции распределения электронов, слабо меняющейся на энергиях порядка нескольких ширин квантового уровня, исследована зависимость интегрального коэффициента прохождения от амплитуды и частоты сильных высокочастотных резонансных полей при двухфотонных переходах. Показано, что, несмотря на сильную зависимость формы и ширины резонансных уровней от амплитуд СВЧ-полей, в сильных полях общая картина интегрального взаимодействия электронов с фотонами слабо меняется в широком диапазоне изменения ширин уровней и амплитуд.

С момента первых успешных экспериментов по реализации идеи Казаринова и Суриса [1] о генерации электромагнитного излучения при переходах электронов между подзонами размерного квантования (осуществление межподзонной эмиссии [2]) и разработки первых квантовых каскадных лазеров на межподзонных переходах [3] одними из основных проблем, стоящих перед разработчиками этих приборов, остаются снижение рабочих частот и повышение квантовой эффективности. Первая связана с тем, что на низких частотах при использовании прямых переходов расстояние между уровнями становится сравнимо с энергией фононов и для функционирования таких приборов требуется охлаждение по крайней мере до температур жидкого азота. Вторая — с тем, что квантовая эффективность традиционных квантовых каскадных лазеров с некогерентным транспортом электронов обычно не превосходит долей процента на одну рабочую ячейку [3]. Одним из

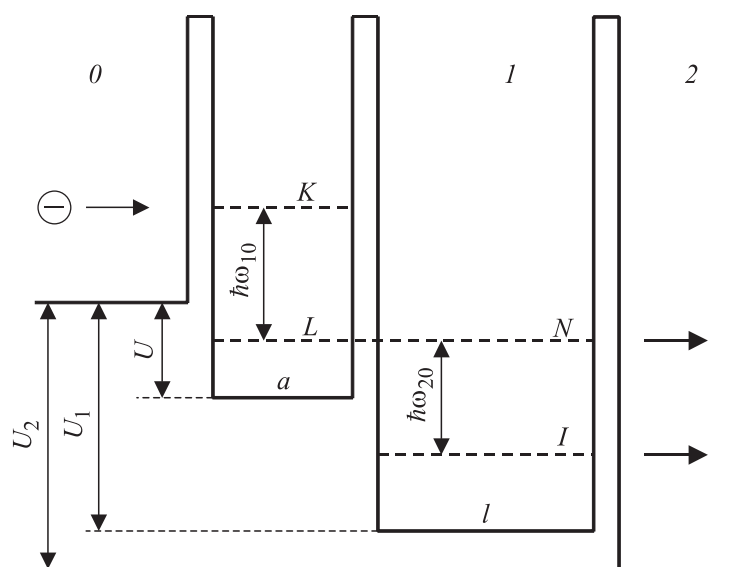


Рис. 1. Схематическая зонная диаграмма рассматриваемой трехбарьерной структуры.

путей преодоления первой проблемы является использование двухчастотных лазеров ИК-диапазона с выделением рабочей (разностной) частоты THz-диапазона [4], второй — использование предложенных Тагером квантовых каскадных лазеров с баллистическим транспортом электронов [5] теоретически с существенно более высокой квантовой эффективностью [6]. Оба эти подхода могут быть совмещены при использовании трехбарьерной гетероструктуры с баллистическим транспортом электронов [7], предложенной ранее как возможный источник двухчастотного излучения. Далее будет показано, что такая конструкция обладает не только высокой квантовой эффективностью в центрах уровней на резонансных частотах, но и рядом других полезных свойств.

Рассмотрим несимметричную трехбарьерную гетероструктуру (рис. 1) с тонкими (δ -образными) барьерами и величинами скачков дна зоны проводимости на барьерах U , U_1 , U_2 , к которой приложено

однородное двухчастотное электрическое поле :

$$\begin{aligned} E(t) &= 2E_1 \cos((\omega_{10} + \Delta\omega_1)t) + 2E_2 \cos((\omega_{20} + \Delta\omega_1)t + \varphi) \\ &= E_1(e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) + E_2(e^{i\omega_2 t + i\varphi} + e^{-i\omega_2 t - i\varphi}). \end{aligned} \quad (1)$$

Для определенности считаем, что моноэнергетический поток электронов с энергией ε падает слева на резонансный уровень с номером K первой двухбарьерной структуры с полушириной Γ_K . Частота ω_{10} соответствует переходам из центра уровня K в центр уровня L этой же структуры, один из резонансных уровней второй двухбарьерной структуры с номером N находится вблизи уровня L первой, образуя общий (расщепленный) резонансный уровень всей структуры с полушириной Γ_{LN} [8]. Во второй яме находится уровень с номером I и полушириной Γ_I на расстоянии $\hbar\omega_{20}$ от центра уровня LN .

Рассмотрим ситуацию, когда расстояние между уровнями существенно отличается: $\hbar|\omega_1 - \omega_2| \gg \Gamma_K, \Gamma_{LN}, \Gamma_I$. В этом случае переходы в каждой яме определяются только полем соответствующей частоты. При выполнении этого условия можно показать, что вероятности переходов между уровнями зависят только от амплитуд высокочастотных полей. Проведя расчеты, аналогичные [6,7], можно показать, что в случае отклонения энергии электронов от резонансной на величину $\delta\varepsilon$ и отклонениях частот от резонансных на $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$ соответственно коэффициент отражения R имеет вид

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{B(1+w)}{1+z+w} - 1 \right|^2, \quad z = z_0 \frac{1}{1 + \frac{i\delta\varepsilon}{\Gamma_K}} \frac{1}{1 + \frac{i(\delta\varepsilon - \hbar\Delta\omega_1)}{\Gamma_{LN}}}, \\ B &= \frac{2}{1 + \frac{i\delta\varepsilon}{\Gamma_K}}, \quad w = w_0 \frac{1}{1 + \frac{i(\delta\varepsilon - \hbar\Delta\omega_1)}{\Gamma_{LN}}} \frac{1}{1 + \frac{i(\delta\varepsilon - \hbar(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2))}{\Gamma_I}}, \\ z_0 &= \left(\frac{2qE_1}{m^*\omega_1^2} \right)^2 \frac{(\gamma + \rho - \gamma\xi\rho)^2 y^4}{k_0 k_{2-}}, \quad w_0 = \left(\frac{2qE_2}{m^*\omega_2^2} \right)^2 \frac{y^4 \gamma^4}{k_{2-} k_{2--}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь q , m^* — заряд и масса электрона, $y = 2m^*\alpha/\hbar^2$, $\alpha = \varphi_b b$ — мощность первого барьера φ_b , b — его высота и ширина, k_i , k_{i-} , k_{i--} — соответствующие волновые векторы (рис. 1); ρ , γ — отношение мощности второго и третьего барьера к мощности первого. При

достаточно мощных барьерах и узких резонансных уровнях $y \gg k$. Коэффициент ξ определяется параметрами структуры и задается условием наличия уровня [7]: $\sin k_{1-l} \approx -\xi k_{1-l}/y$. Также можно показать, что отношение потока электронов, уходящих по нижнему уровню, к потоку электронов, уходящих по среднему, равно

$$\frac{j_{--}}{j_-} = \frac{k_{2--}|C_{--}|^2}{k_{2-}|C_-|^2} = w_0 \frac{\Gamma_I^2}{\Gamma_I^2 + (\delta\varepsilon - \hbar(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2))^2} = \xi, \quad (3)$$

а для коэффициентов прохождения по среднему T_- и нижнему T_{--} уровням получить

$$T_- = \frac{1-R}{1+\xi}, \quad T_{--} = \xi \frac{1-R}{1+\xi}. \quad (4)$$

Выражение для коэффициента отражения после соответствующей подстановки носит простой, но довольно громоздкий вид и неудобно для аналитических исследований, однако оно сильно упрощается в случае полного статического прохождения через центр уровня $z_0 = w_0 + 1$ и в строго резонансных частотах $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2 = 0$:

$$R = 1 - 4z_0\Gamma_K^2\Gamma_{LN}^2(z_0\Gamma_{LN}^2 + \delta\varepsilon^2)/[\delta\varepsilon^2(\Gamma_K^2 + \delta\varepsilon^2) - 2z_0\Gamma_{LN}(\Gamma_{LN} + \Gamma_K)\delta\varepsilon^4 + z_0^2\Gamma_{LN}^2(2\Gamma_K^2\Gamma_{LN}^2 + (\Gamma_{LN} + \Gamma_K)^2\delta\varepsilon^2) - 4z_0\Gamma_K\Gamma_{LN}^3\delta\varepsilon^2]. \quad (5)$$

Для приборного применения основной интерес представляет не столько интенсивность переходов в центрах уровней, сколько полное число электронов, перешедших с верхнего уровня на нижние с учетом распределения электронов по скоростям и ширин квантовых уровней. Корректный учет функции распределения в таких структурах — отдельная сложная задача [9,10], поэтому имеет смысл ограничиться простейшей ситуацией: считать концентрацию и скорость электронов практически не зависящей от энергии в пределах ширины уровня. В этом приближении достаточно просто проинтегрировать коэффициент прохождения через структуру по энергии (далее будем называть эту величину интегральным коэффициентом прохождения).

Теоретически в трехбарьерных структурах существуют широкие возможности по изменению как расстояний между уровнями, так и ширин уровней, однако при попытке экспериментальной реализации подобных конструкций может оказаться, что точность изготовления, необходимая

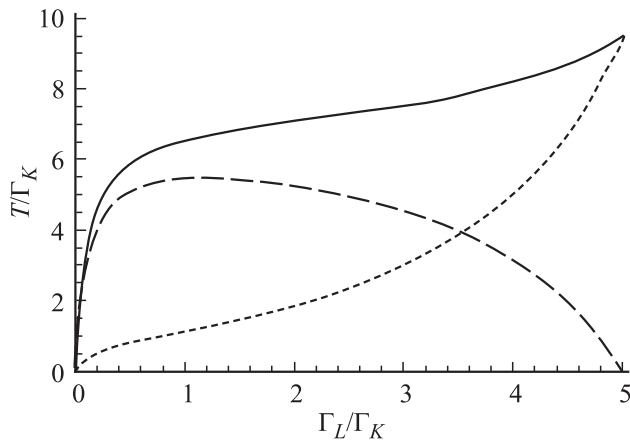


Рис. 2. Зависимости от отношения ширины среднего и верхнего уровней (Γ_L/Γ_K), нормированных на ширину верхнего уровня интегральных коэффициентов прохождения: суммарного (—), по среднему (- -) и нижнему (... ..) уровням, при нормированном квадрате амплитуды СВЧ-поля $z_0 = 10$ и соотношении между ширинами уровней $5\Gamma_K = \Gamma_L + \Gamma_I$.

для успешной работы прибора, особенно с учетом достаточно жестких требований по обеспечению баллистического транспорта электронов, станет недопустимо высока для существующей технологии. Известно, что даже для однофотонных переходов в сильных высокочастотных полях (для данного типа задач в постоянном поле той же напряженности электрон на размерах структуры набирает энергию порядка ширины уровня) квантовые уровни двух- и трехбарьерных структур заметно меняют форму [11,12]. В случае двухфотонных переходов поведение уровней в зависимости от их ширины и амплитуды поля становится еще более сложным.

Однако, как показывают расчеты, данная конструкция обладает, на первый взгляд, абсолютно парадоксальной особенностью: в сильных полях интегральные коэффициенты прохождения электронов по среднему и нижнему уровню в достаточно широком диапазоне изменения не слишком сильно зависят как от параметров квантовых уровней в структуре, так и от амплитуды СВЧ-поля. Как пример на рис. 2 приведена зависимость интегральных коэффициентов прохождения от

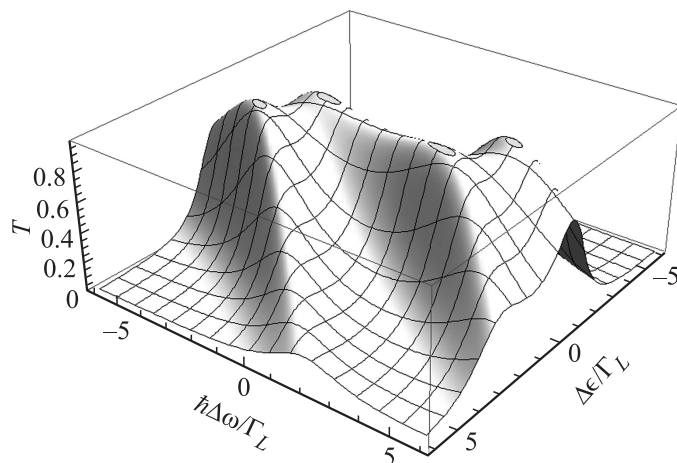


Рис. 3. Зависимость коэффициента прохождения электронов через трехбарьерную структуру от расстояния до центра уровней и отклонения частоты от резонансной $\Gamma_K = \Gamma_L$, $\Gamma_I = 2\Gamma_L$, $z_0 = 5$, $w_0 = 7$. Овалами выделены области с $> 99\%$.

отношения ширины среднего и верхнего уровней (Γ_L/Γ_K) при соотношении между ширинами уровней $5\Gamma_K = \Gamma_L + \Gamma_I$. Отметим, что интеграл от нормированной на единицу вероятности переходов в слабом поле равен $\pi\Gamma_K/2$ при $\Gamma_K = \Gamma_L$ и $\pi\Gamma_K$ при $\Gamma_K \ll \Gamma_L$. При условии $\Gamma_K = \Gamma_L + \Gamma_I$ (более узких нижних уровнях) зависимости аналогичны, только полный интегральный коэффициент прохождения уменьшается примерно на 20%, и зависимость интегрального коэффициента прохождения по среднему уровню становится практически линейной. Сравнимые по величине изменения происходят и при изменении амплитуды СВЧ-поля в несколько раз (например, $5 < z_0 < 50$).

Кроме того, в такой структуре переходы практически с той же интенсивностью будут происходить и на частотах, заметно (больше чем на величину $\Delta\omega = \max(\Gamma_K, \Gamma_{LN}, \Gamma_I)/\hbar$) отличающихся от резонансной (стандартный пример приведен на рис. 3), а значит, в таком приборе и требования к резонаторам не будут слишком жесткими. Поэтому с учетом того, что толщины барьеров, позволяющие получать структуры с баллистическим транспортом электронов, научились делать несколько

десятков лет назад [13,14], можно предположить, что экспериментальная разработка двухчастотных источников излучения ТНz-диапазона — задача, вполне решаемая на современном технологическом уровне.

Список литературы

- [1] Казаринов А.Ф., Сурис Р.А. // ФТП. 1972. Т. 6. Р. 135.
- [2] Helm M., Colas E., England P. et al. // J. Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. P. 1714.
- [3] Faist J., Capasso F., Sivco D.L. // Science. 1994. V. 264. P. 553.
- [4] Belkin M.A., Capasso F., Xie F. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 201 101 (1–3).
- [5] Голант Е.И., Паиковский А.Б., Тагер А.С. // Письма в ЖТФ. 1994. V. 20 (21). Р. 74.
- [6] Голант Е.И., Паиковский А.Б. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112 (7). Р. 237.
- [7] Паиковский А.Б. // ФТП. 2011. V. 45 (6). Р. 759.
- [8] Паиковский А.Б. // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. 2007. V. 492 (4). Р. 17.
- [9] Обухов И.А. Неравновесные эффекты в электронных приборах. М.: Вебер, 2010. С. 104.
- [10] Абрамов И.И. // Нано- и микросистемная техника. 2009. V. 109 (8). С. 7.
- [11] Паиковский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2011. V. 93 (10). Р. 620.
- [12] Ткач Н.В., Сети Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95. В. 5. Р. 296.
- [13] Sollner T.C.L.G. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 43 (6). Р. 588.
- [14] Brown E.R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55 (17). Р. 1777.