ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НОСИТЕЛЕЙ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВОРАЗМЕНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

А. А. Трофимук

В последнее время ведутся интенсивные исследования по созданию полупроводниковых лазеров инфракрасного диапазона. Одним из направлений в получении излучения среднего инфракрасного диапазона является разработка лазеров на основе квантово-каскадных сверхрешеточных структур. Квантово-каскадные лазеры являются униполярными полупроводниковыми приборами, в которых оптические переходы осуществляются между подзонами одной энергетической зоны (зоны проводимости). Каскадное расположение активных слоев позволяет после достижения порога каждому инжектируемому электрону при прохождении структуры создавать N лазерных фотонов, где N – число каскадов. Длина волны генерации определяется квантовым ограничением, т.е. толщинами квантоворазмерных слоев в активной области, а не шириной запрещенной зоны полупроводникового материала. Первые квантово-каскадные лазеры [1], созданные в 1994 г., использовали излучательные переходы между состояниями в двойных квантовых ямах, а в качестве механизма накачки выступало резонансное туннелирование электронов. Инверсия населенностей между состояниями, участвующими в вынужденных переходах, достигалась уменьшением времени жизни конечных состояний с помощью резонансного испускания оптических фононов и увеличением времени жизни начальных состояний при подавлении туннелирования с этих уровней с помощью электронного брегговского отражателя.

При разработке квантовокаскадных лазеров важно знать энергии резонансных уровней электрона и время жизни на этих уровнях [2]. Для расчета энергетических характеристик была применена оптическая модель резонансного туннелирования электрона через систему потенциальных барьеров [3–5]. Потенциальный рельеф для электронов в квантовокаскадных гетероструктурах, составленных из материалов с различным расположением и шириной энергетических зон, имеет в поперечном к плоскости слоев направлении форму потенциальных ям и барьеров. Квантование энергии и импульса электрона в потенциальных ямах приводит к тому, что при поперечном движении электронов через такую систему ям и барьеров, вследствие интерференции электронных волн, отражающихся от границ раздела соседних слоев, наблюдаются эффекты резонансного протекания тока. Если энергия электрона совпадает с энергией какого-либо из резонансных уровней, то он проходит сквозь барьер, практически его не ощущая.



Рис. 1. Схематическое представление амплитуд волновой функции электрона в сложном потенциале квантово-каскадной структуры V(z)

Уровни энергии находятся из стационарного уравнения Шредингера для системы потенциальных ям и барьеров. Волновая функция электрона в каждом слое представляется в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся в противоположных направлениях

$$\Psi(z) = A_i \exp\left[jk_i(z-z_i)\right] + B_i \exp\left[-jk_i(z-z_i)\right], \quad (1)$$

где A_i , B_i – амплитуды падающей и отраженной волн соответственно, $k_i = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_i (E - V(z_i))}$ – волновой вектор электрона, \hbar – постоянная

Планка, m_i^* – эффективная масса электрона в *i*-м слое, E – собственная энергия электрона, V_i – потенциал слоя. Из равенства волновых функций и их первых производных на границах слоев, получается матричное преобразование, связывающее амплитуды падающей и отраженной волны на входе и выходе каскада. Предположив, что на левой и правой границе каскада нет отраженных волн и задав параметры каждого слоя, получаем уравнение для расчета собственных энергий электрона. Найденные значения энергий являются комплексными величинами, где мнимая часть определяет время жизни электрона на соответствующем этой энергии уровне [6]

$$\tau_n = \frac{\hbar}{2E_n''} \tag{2}$$

где E''_n – мнимая часть энергии.

В работе рассмотрен квантовокаскадный лазер условия для инверсии населенности уровней в котором создаются за счет подбора величины электрического поля в структуре. Параметры структуры представлены в таблице.

Таблица

Номер слоя	1	2	3	4	5
Потенциал слоя, В	0.5	0.04	0.5	0.04	0.5
Эффективная масса электрона	0.092	0.067	0.092	0.067	0.092
Толщина слоя, нм	5	8	4	3	4

Параметры структуры







С изменением напряжения приложенного к структуре, изменяется ее потенциальный рельеф и, следовательно, величина собственных энергий и времени жизни электрона. На рис. 2 представлен график зависимости времен жизни т₁, т₂, т₃ от напряжения, для уровней энергии E₁, E₂, E₃ соответственно ($E_1 < E_2 < E_3$). Из графика видно, что при напряжении 0.245 В на одном каскаде время жизни на уровне E_3 больше времени жизни на уровне E_1 . Использование потенциального барьера состоящего всего из трёх слоев позволяет изменять время жизни электронов на основном уровне на 5 порядков. На рис. 3 показаны квадраты модулей волновых функций при напряжении 0.245 В. Видно, что волновые функции уровней Е₁ и Е₃ локализуются в первой квантовой яме и, следовательно, существует большая вероятность оптического перехода между этими уровнями.

Таким образом, в результате проделанной работы проведен анализ энергетического спектра квантовокаскадных лазеров и оценены времена жизни носителей на лазерных уровнях.

Литература

- 1. Faist J., Capasso F., Sivco D. L. et. all Quantum cascade lasers // Science. 1994 Vol. 264 – P. 553–556.
- 2. Capasso F., Tredicucci A., Gmachl C. et. all High-performance superlattice quantum cascade lasers // IEEE J. Of Selected Topics in Quantum Electron. – 1999 – Vol. 5, № 3 – P. 792–807.
- 3. Scamarcio G., Faist J., Capasso F., et. all Tunable interminiband emission in superlattice electron transport // Appl. Phys. Lett. - 1997. Vol. 70 - P. 1796 - 1798.

- 4. *Иогансен Л. В.* О резонансном туннелировании электронов в кристаллах // ЖТФ 1964. Т. 47. С. 270–277.
- 5. Chang L., Esaki L. Tsu R. Resonant tunneling in semiconductor double barrier // App. Phys. Lett. 1974. Vol. 24. P. 593 595.
- Ushakov D. V., Afonenko A. A., Manak I. S. Broadening effects on emission spectra of the superlattice QC structures // Proc. 4-th Int. Conf. on «Transparent Optical Networks»: ICTON'2002 (Warsaw, April 21–25, 2002). – Warsaw, 2002. – Vol. 2. – P. 78–80.

ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

А. В. Холенков

При исследовании различных сред, в частности в биологии и медицине, используется метод квазиупругого рассеяния света. Так как доплеровские сдвиги частоты при рассеянии на движущихся биочастицах невелики, применение обычных методов спектрального анализа весьма затруднительно или вообще невозможно.

Одним из наиболее интересных вариантов когерентного приема оптического излучения является фотосмешение в среде самого зондирующего лазера. Существует два способа регистрации сигнала самосмешения: с помощью фотодетектора либо в цепи питания самого лазера. Последний способ более прост, так как для его реализации требуется только один лазер. В этом случае для анализа в качестве выходной величины регистрируется так называемый оптоэлектронный сигнал (ОЭС).

Полупроводниковые лазеры обладают высоким коэффициентом усиления и низкой добротностью резонатора, а также имеют малые размеры и низкую стоимость. Однако по своим шумовым характеристикам они уступают другим видам лазеров.

В связи с этим на первый план выходит проблема оценки уровня шума в полупроводниковом лазере с оптической обратной связью и исследования его шумовых характеристик в зависимости от технических параметров.

Спектр ОЭС в лазере с оптической обратной связью

Как показано в [1], величина ОЭС в лазере с оптической обратной связью от среды определяется выражением:

$$\delta U(t) = -\frac{2k_e \gamma n_g}{c\Gamma \sigma_g (1+i\alpha)} \exp(i\omega_g t_g) \sum_{m=1}^M \exp(i2kr_m(t), \qquad (1)$$

где <u>у</u> – коэффициент, характеризующий величину обратной связи от среды; <u>n</u>_g – групповой показатель преломления активного слоя лазера;