

# О поляризационных характеристиках нелинейного усиления в квантоворазмерных гетероструктурах

А. Р. Грибковская<sup>1</sup>, В. К. Кононенко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, 220050 Минск, Беларусь

<sup>2</sup> Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь

The influence of different radiation polarization states on the nonlinear gain spectra has been theoretically investigated in two optical models of the quantum-well active region: transitions with no the  $\mathbf{k}$ -selection rule and direct dipole transitions.

**Keywords:** quantum-well, heterostructure laser, amplifier, polarization of radiation, gain, TE- and TM-modes.

## 1. Введение

Полупроводниковые лазеры и усилители относятся к основным компонентам систем информационных технологий [1]. В квантоворазмерных гетероструктурах возникает анизотропия оптических свойств, в частности, усиление в активной области чувствительно к поляризации излучения.

В данной работе определена зависимость нелинейного усиления от поляризации монохроматического излучения и характера оптических переходов между состояниями размерного квантования. Модель активной области гетероструктуры представлена двумя квантовыми ямами, основные состояния которых соответствуют тяжелым или легким дыркам. Такие квантоворазмерные гетероструктуры используются для передачи сигналов в волоконно-оптических линиях связи на двух поляризациях излучения [2].

## 2. Насыщение усиления

Анализ особенностей нелинейного усиления в квантоворазмерных гетероструктурах проведем в рамках двухзонной модели активной среды, которая достаточно хорошо применима для соединений  $A^{III}B^V$  [3]. Выражения для коэффициента усиления  $k$  и поверхностной скорости спонтанной рекомбинации  $R_{sp}$  в случае оптических переходов без правила отбора по волновому вектору электрона имеют вид [4], соответственно,

$$k = 2\alpha_{ij}(\nu) \ln \frac{e^\varepsilon + e^{\varepsilon+\Delta}}{e^{2\varepsilon} + e^\Delta}, \quad R_{sp} = \ln^2(1 + e^\Delta). \quad (1)$$

Те же величины для прямых дипольных переходов находятся, как [3]

$$k = 2(1 + e^{\varepsilon-\Delta})(1 + e^{\varepsilon+\Delta})^{-1} \alpha_{ij}(\nu), \quad R_{sp} = \ln(1 + e^\Delta) - (1 + e^{-\Delta})^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $k$  и  $R_{sp}$  приведены в безразмерных единицах относительно нормировочных параметров  $\kappa'_0(m_c/m_e)^2$  и  $AN_{c1}^2$  (для переходов без правила отбора) и  $\kappa_0(m_c/m_e)$  и  $A_{cv}N_{c1}$  (для прямых переходов) и введены обозначения

$$\Delta = \frac{\Delta F - h\nu_1}{2k_B T}, \quad \varepsilon = \frac{h\nu - h\nu_1}{2k_B T}, \quad 0 \leq \varepsilon \leq \Delta. \quad (3)$$

Выражения для поляризационного фактора  $\alpha_{ij}(\nu)$  при обычной ориентации  $\{100\}$  плоскости  $p$ - $n$ -перехода можно записать в следующем виде [5]: (случай 1), переходы на состояния тяжелых дырок, квантовая яма 1, ТЕ-мода излучения,

$$\alpha_{1E}(\varepsilon) = \frac{3}{4} \frac{2E_1 + kT_B \varepsilon}{E_1 + kT_B \varepsilon}, \quad (4 \text{ а})$$

(случай 2), переходы на состояния тяжелых дырок, квантовая яма 1, ТМ-мода излучения,

$$\alpha_{1M}(\varepsilon) = \frac{3}{2} \frac{k_B T \varepsilon}{E_1 + k_B T \varepsilon}, \quad (4 \text{ б})$$

(случай 3), переходы на состояния легких дырок, квантовая яма 2, ТЕ-мода излучения,

$$\alpha_{2E}(\varepsilon) = \frac{1}{4} \frac{2E_1 + 5k_B T \varepsilon}{E_1 + k_B T \varepsilon}, \quad (4 \text{ в})$$

(случай 4), переходы на состояния легких дырок, квантовая яма 2, ТМ-мода излучения,

$$\alpha_{2M}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \frac{4E_1 + k_B T \varepsilon}{E_1 + k_B T \varepsilon}. \quad (4 \text{ г})$$

Параметры  $\kappa'_0 (m_c/m_e)^2$  и  $\kappa_0(m_c/m_e)$  характеризуют величину возможного усиления на переходах между уровнями подзон электронов и дырок для соответствующих квантовых ям,  $A$  и  $A_{cv}$  – коэффициенты Эйнштейна для спонтанных переходов,  $N_{c1}$  – эффективная плотность состояний двухмерного электронного газа,  $E_1$  – энергия основного состояния подзон. Введенные значения  $\Delta$  и  $\varepsilon$  определяют разность квазиуровней Ферми  $\Delta F$  и энергию квантов  $h\nu$  по сравнению с тепловой энергией  $k_B T$ .

По определению, насыщение усиления – зависимость коэффициента усиления от плотности светового потока в активной области, может быть описано соотношением [6]

$$k = \frac{k_0}{1 + \alpha S}, \quad (5)$$

где  $k_0$  – начальный коэффициент усиления ( $\Delta = \Delta_0$ ),  $\alpha$  – параметр нелинейности,  $S$  – поверхностная плотность фотонов. Учитывая связь между скоростью спонтанной рекомбинации  $R_{sp}$  и скоростью вынужденной излучательной рекомбинации  $\nu k S$  на заданной частоте излучения  $\nu$ , находим

$$\frac{\alpha}{\nu} = \frac{k_0 - k}{\eta_{sp0}^{-1} R_{sp0} - \eta_{sp}^{-1} R_{sp}}. \quad (6)$$

В общем случае значение  $\alpha$  зависит от частоты (длины волны)  $\varepsilon$ , разности квазиуровней Ферми  $\Delta F_0$  (уровня возбуждения) и плотности потока излучения  $\nu U$  (поверхностной плотности фотонов  $S$ ). Величина квантового выхода люминесценции может быть принята постоянной и равной  $\eta_{sp0} \approx \eta_{sp} \approx 1$ . Далее спектр нелинейного усиления  $\alpha(\nu)$  приведен в безразмерных величинах относительно нормировочного параметра

$$\alpha' = \frac{\nu \eta_{sp}}{k_B T \rho(h\nu) d}, \quad (7)$$

где  $\nu$  – групповая скорость света,  $\rho(h\nu)$  – плотность мод,  $T$  – температура,  $d$  – ширина квантовой ямы.

При малых световых потоках, когда  $k \approx k_0(1 - \alpha_0 S)$ , следует использовать начальное значение параметра нелинейности  $\alpha_0$ . В условиях, когда коэффициент

усилении падает в два раза ( $k \approx k_0/2$ ), целесообразно вводить среднее значения параметра нелинейности  $\alpha_{1/2}$ . При достаточно мощных световых потоках коэффициент усиления падает, как  $k \approx k_0/\alpha_\infty S$ , где параметр нелинейности равен  $\alpha_\infty$ .

На рис. 1 а и 2 представлены зависимости коэффициента усиления  $k$  и параметра нелинейности  $\alpha$  от частоты падающего света ( $\varepsilon$ ) для прямых дипольных переходов. В этом случае усиление на длинноволновом крае полосы заметно ослаблено для ТМ-моды и переходов с участием тяжелых дырок и для ТЕ-моды с участием легких дырок. Наибольшее усиление получается для ТЕ-моды и переходов с участием тяжелых дырок и для ТМ-моды с участием легких дырок.



Рис. 1. Спектр усиления для прямых переходов (а) и в случае переходов без правила отбора (б). (1) изотропное излучение, (2) ТМ-мода, (3) ТЕ-мода, переходы с участием тяжелых дырок.

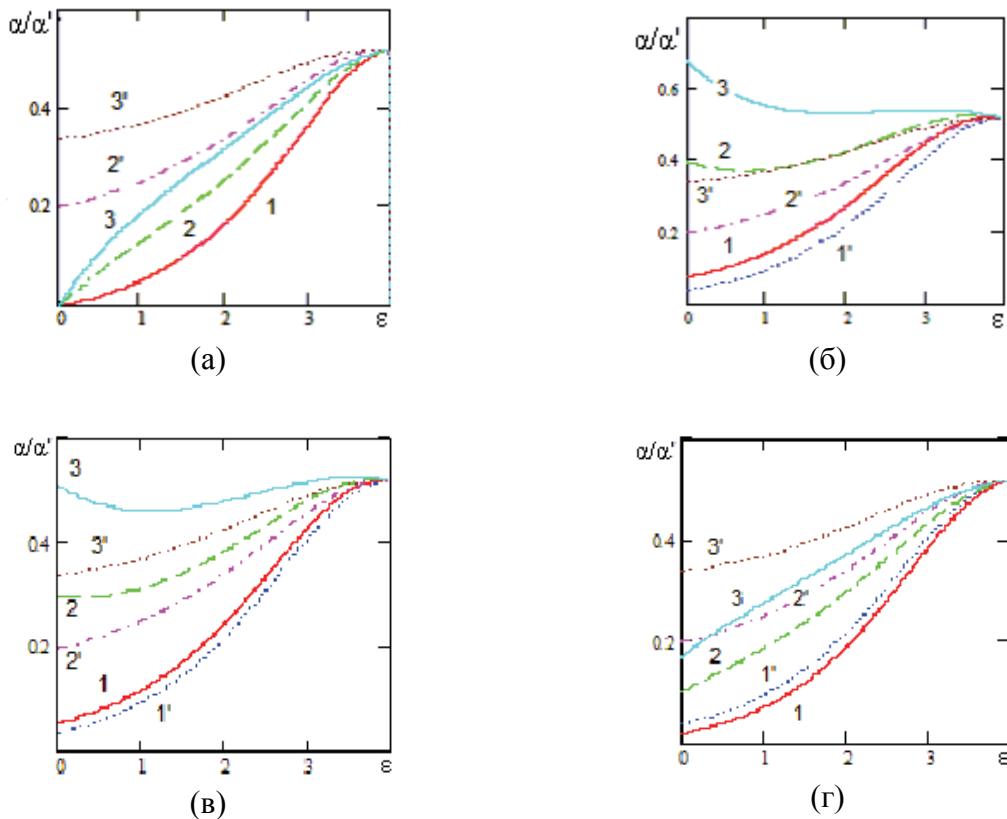


Рис. 2. Спектр параметра нелинейности для прямых переходов. ТМ-мода, переходы на состояния тяжелых (а) и легких дырок (б), ТЕ-мода, переходы на состояния тяжелых (в) и легких дырок (г). (1)  $\alpha_0$ , (2)  $\alpha_{1/2}$ , (3)  $\alpha_\infty$ , (1'), (2'), (3') – соответствующие значения параметра  $\alpha$  для изотропного излучения.

На рис. 1 б и 3 представлены спектр усиления и дисперсия параметра нелинейности для переходов без правила отбора по волновому вектору электрона. Значения параметра нелинейности  $\alpha_i$  ( $i = 0, 1/2, \infty$ ) в основном возрастают с ростом  $\varepsilon$ . Влияние поляризации на дисперсию при этом механизме оптических переходов проявляется так же, как и для прямых переходов.

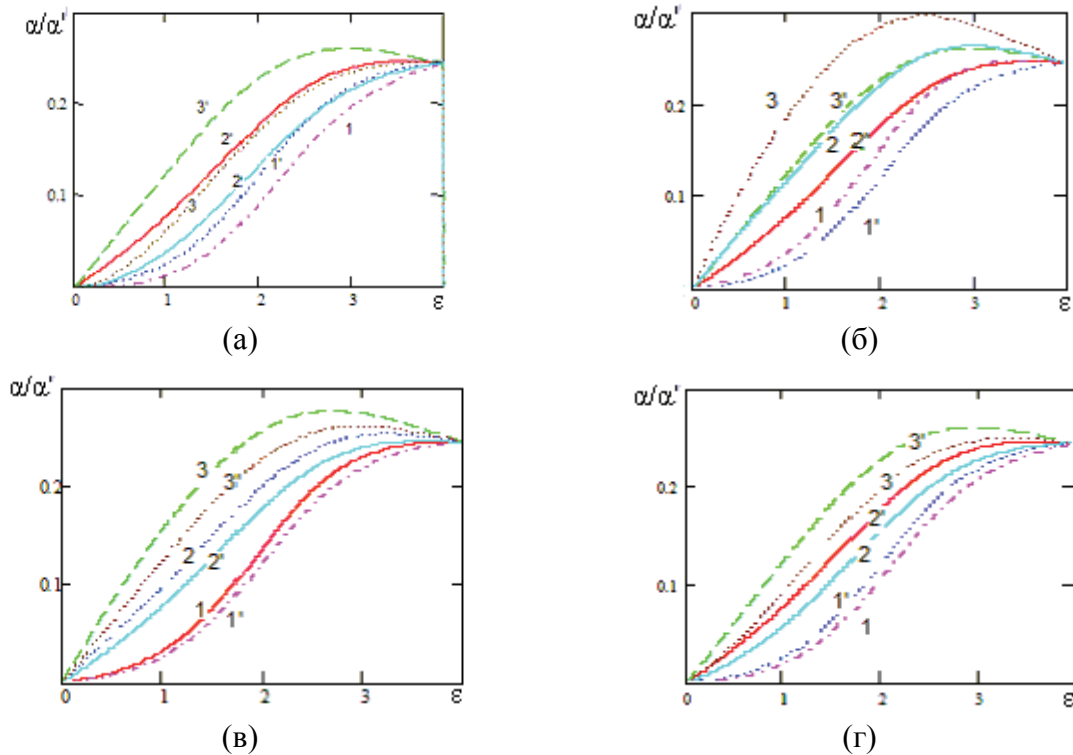


Рис. 3. Спектр параметра нелинейности для переходов без правила отбора. ТМ-мода, переходы на состояния тяжелых (а) и легких дырок (б), ТЕ-мода для тяжелых (в) и легких дырок (г). (1)  $\alpha_0$ , (2)  $\alpha_{1/2}$ , (3)  $\alpha_\infty$ , (1'), (2'), (3') – соответствующие значения параметра  $\alpha$  для изотропного излучения.

### 3. Заключение

Развитая оптическая модель квантоворазмерной активной среды позволяет оценить значение такого важного внутреннего параметра, как параметр нелинейности, и определить спектр нелинейного усиления в зависимости от материала полупроводника, тока, температуры, ширины квантовых ям, структуры уровней и поляризации падающего излучения, а также механизма оптических переходов. Это дает возможность адекватно анализировать выходные характеристики лазерных излучателей и усилителей многоканальных волоконно-оптических линий связи.

### Литература

1. M. Young. Laser Focus World **37** (9), 73 (2001).
2. A. Mathur, P.D. Dapkus. Appl. Phys. Lett. 61 (24), 2845 (1992).
3. В.К. Кононенко. Сб. ст. 5-й Белорусско-Российский семинар “Полупроводниковые лазеры и системы на их основе”. Минск, 2005. С. 39–42.
4. А.Р. Грибковская. Сб. “Современные проблемы физики”. Минск, 2006. С. 159–162.
5. Б.Ф. Кунцевич, В.К. Кононенко. ЖПС 71 (3), 345 (2004).
6. В.К. Кононенко, В.П. Грибковский. Опт. и спектр. 29 (5), 975 (1970).