

## О РАЗМЕРНОМ ЭФФЕКТЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРА- ТОНКОГО СЛОЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

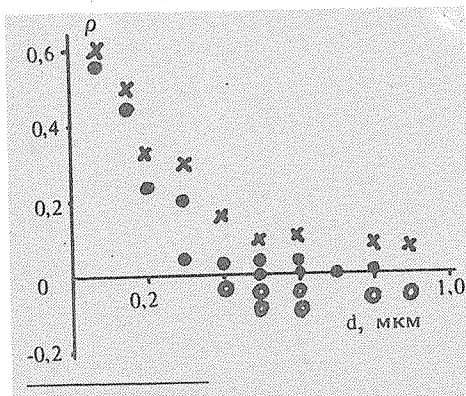
П.Г. Елисеев, Н. Шохуджаев\*, А.Е. Дракин

УДК 621.378.373

*При уменьшении толщины активного слоя в гетероструктурах GaInAsP/InP обнаружено повышение степени линейной поляризации излучения в пользу ТЕ-волны, которое связывается с квантоворазмерным эффектом.*

Вследствие квантоворазмерного эффекта степень поляризации излучения в гетероструктурах зависит от толщины излучающего слоя. При большой толщине играют роль различие волноводных свойств [1,2] и упругие деформации [3-5], уровень которых можно определить по спектрам степени поляризации  $\rho(\hbar\omega) = (I_{TE} - I_{TM}) / (I_{TE} + I_{TM})$ , где  $I_{TE}$ ,  $I_{TM}$  - спектральные плотности соответствующих ортогональных поляризаций [3-8].

В данной работе при исследовании гетероструктур GaInAsP/InP с ультратонкой активной областью [9] показано, что спектры  $\rho(\hbar\omega)$  трудно интерпретировать на основе формул, предложенных в [6,8]. Для них характерна сильная линейная ТЕ-поляризация ( $\rho \geq 0,5$  при толщине  $d \leq 0,1$  мкм), причем в спектре ТМ-поляризации присутствует деполяризованная компонента,



Р и с. 1. Влияние толщины активного слоя в гетероструктурах на основе GaInAsP/InP (длина волны  $\sim 1,3$  мкм) на степень линейной поляризации спонтанного излучения в пиках: ТЕ-поляризации (x); интегрального спектра (●); ТМ-поляризации (○).

\* Физико-технический институт АН Тадж. ССР, Душанбе.

порождаемая ТЕ-модой и имеющая максимум совпадающий, с полосой ТЕ-моды. Такая ситуация представлена на рис. 1, где приведена зависимость степени поляризации от толщины слоя, излучающего на длине волны 1,3 мкм. Ниже обсуждаются причины размерного эффекта поляризации люминесценции ультратонкого излучающего слоя в неканторовразмерной области 0,03–0,1 мкм.

В работе /10/ показано, что усреднение квадрата дипольного момента межзонного излучательного перехода приводит в канторовразмерном случае к увеличению приблизительно в 1,5 раза вероятности испускания ТЕ-мод в спектральном максимуме по сравнению с однородным случаем.

Для ТЕ-моды, согласно /10/, имеем

$$\langle R^2 \rangle_n^{TE} \approx R^2 (1 + E_{cn}/\mathcal{E}_{cn})/2,$$

где  $n$  — индекс квантовой подзоны;  $R$  — модуль вектора дипольного момента;  $E_{cn}$  — энергия квантового подуровня (дна подзоны при одномерном квантовании);  $\mathcal{E}_{cn}$  — полная энергия в подзоне с индексом  $n$ , равная  $E_{cn} + \hbar^2 k_{c\parallel}^2 / 2m_c^*$  (здесь  $k_{c\parallel}$  — проекция волнового вектора на плоскость излучающего слоя,  $m_c^*$  — эффективная масса). Энергии  $E_{cn}$  и  $\mathcal{E}_{cn}$  отсчитываются от дна потенциальной ямы. Соответственно для ТМ-моды /10/:

$$\langle R^2 \rangle_n^{TM} \approx R^2 (1 - E_{cn}/\mathcal{E}_{cn}).$$

Поскольку в пределах одной подзоны плотность состояний постоянна и функция заполнения общая для обеих поляризаций, то степень поляризации определяется отношением

$$\rho_n(\hbar\omega) = (3E_{cn}/\mathcal{E}_{cn} - 1) / (3 - E_{cn}/\mathcal{E}_{cn}).$$

Величина  $\rho_n$  максимальна и равна единице на переходах со дна квантовой подзоны ( $E_{cn} = \mathcal{E}_{cn}$ ) и быстро убывает с увеличением  $\hbar\omega$ . Пик интенсивности ТЕ-моды приходится на дно подзоны (обозначим энергию соответствующего фотона  $\hbar\omega_0$ ), тогда как пик интенсивности ТМ-моды приходится на энергию  $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_0 + \delta$ , где  $\delta = (E_n/2) (\sqrt{1 + (4kT/E_n)} - 1)$ ;  $E_n = E_{cn} + E_{vn}$  — сумма энергии квантовых уровней электронов и дырок. Величина  $\delta$  дает спектральное расщепление поляризаций в рамках одной подзоны. При  $E_n \ll kT$  имеем  $\delta \approx \sqrt{E_n kT}$ , т. е. в пределе большой температуры расщепление поляризаций равно среднегеометрическому значению  $E_n$  и  $kT$ .

Под канторовразмерными подразумевают структуры, в которых можно наблюдать энергетические уровни или подзоны в спектрах люминесценции, поглощения, лазерного излучения, удовлетворяющие условию

$$E_{cn} \geq \hbar/\tau, \tag{1}$$

где  $\tau$  — время внутризонной релаксации.

Размерный эффект поляризации, состоящий в преобладании ТЕ-мод, может иметь место в широком диапазоне толщин до 0,1 мкм и более и наблюдается сравнительно легче, чем квантование энергии, по следующим причинам:

- 1) при большой толщине и при высоких температурах условие поляризационного расщепления  $\delta \geq \hbar/\tau$  выполняется легче, чем условие (1);
- 2) в спектре люминесценции суммируются переходы с уровней с большими значениями  $n$  и  $E_{сп}$ ; для них  $\delta$  соответственно больше и их вклад в степень поляризации накапливается;
- 3) преобладание ТЕ-поляризации нечувствительно к вариациям толщины излучающего слоя вдоль плоскости гетероперехода.

Таким образом, размерный эффект поляризации возникает при уменьшении толщины излучающего слоя гетероструктуры раньше, чем могут наблюдаться энергетические квантоворазмерные уровни в спектрах. Это необходимо учитывать при использовании поляризационной методики анализа анизотропных деформаций в гетероструктурах, и, пока нет точного расчета вклада размерного эффекта, деформации в ультратонких слоях этим методом не могут быть надежно определены. В лазерных приложениях использование ультратонких слоев дает снижение порога генерации, что получило практическое применение [9]. Благодаря размерному эффекту такие лазеры имеют более устойчивую ТЕ-поляризацию, нечувствительную к действию дополнительного одноосного сжатия. Кроме того, преобладание ТЕ-мод приводит к снижению до 1,5 раза порогового тока.

Поступила в редакцию 5 мая 1985 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богатов А. П. и др. ФТП, 6, № 1, 43 (1972).
2. Елисеев П. Г. Квантовая электроника, № 6(12), 3 (1972).
3. Берт Н. А., Гореленок А. Т., Дзигасов А. Г. ФТП, 16, № 1, 60 (1982).
4. Елисеев П. Г., Свердлов Б. Н., Шохуджаев Н. Квантовая электроника, 11, № 8, 1665 (1984).
5. Елисеев П. Г., Свердлов Б. Н., Шокуджаев Н. Препринт ФИАН № 107, М., 1984.
6. Векуа В. П. и др. ФТП, 9, № 1, 169 (1975).
7. Арсентьев П. Н. и др. ФТП, 14, № 1, 96 (1980).
8. Векуа В. П. и др. ФТП, 17, 1096 (1975).
9. Васильев М. Г. и др. Квантовая электроника, 11, № 3, 631 (1984).
10. Asada M., Kameyama A., Suetatsu Y. IEEE J. Quant. Electron., 20, № 7, 745 (1984).