

# Показатели преломления света твердых растворов AlGaInAs

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, А.А.Мармалюк,  
В.И.Романевич, Ю.Л.Рябоштан, Р.В.Чернов

Представлено дисперсионное соотношение для показателей преломления света твердых растворов AlGaInAs. С использованием этого соотношения проведено сравнение результатов теории и экспериментальных данных для показателей преломления и угловой расходимости излучения полупроводниковых лазеров с длинами волн излучения 1.3 и 1.55 мкм и показано их хорошее совпадение.

**Ключевые слова:** полупроводниковый лазер, показатель преломления, угловая расходимость излучения.

## 1. Введение

Переход от системы InGaAsP/InP к AlGaInAs/InP позволил для полупроводниковых лазеров с длинами волн излучения  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм расширить рабочий диапазон температур до  $150-170$  °С, уменьшить пороговые токи накачки [1, 2] и обеспечить высокую надежность лазеров без использования микроохладителей [3].

Исследованию параметров лазеров на гетероструктурах AlGaInAs/InP посвящено большое число работ [4–9]. Однако значения показателя преломления, приведенные в различных работах и используемые для расчета характеристик лазеров, отличаются друг от друга [8, 9] (см. ниже рис.4, кривые 2 и 3). Попытки провести по этим данным сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей угловой расходимости излучения лазеров продемонстрировали расхождение теоретических и экспериментальных результатов.

В данной работе представлено дисперсионное соотношение для показателя преломления света, которое позволило согласовать результаты теории и эксперимента для угловой расходимости излучения лазеров с  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм.

## 2. Теория

Вещественная ( $\varepsilon_1(\omega)$ ) и мнимая ( $\varepsilon_2(\omega)$ ) части комплексной относительной диэлектрической проницаемости (или вещественная ( $n$ ) и мнимая ( $\chi$ ) части комплексного показателя преломления) связаны фундаментальным соотношением Крамерса – Кронига [10, 11]

$$\varepsilon_1(\omega) = n^2(\omega) - \chi^2(\omega) =$$

$$= 1 + \frac{2}{\pi} \left[ \text{V.p.} \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega' \right], \quad (1)$$

где V.p. – главное значение интеграла в смысле Коши.

Общий вид спектра  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$  в области собственного поглощения для большинства полупроводников известен достаточно хорошо. На рис.1,а штриховой кривой изображена спектральная зависимость  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ , заимствованная из работы [10]. Соответствующая зонная диаграмма представлена на рис.1,б, где вертикальными стрелками указаны межзонные оптические переходы, формирующие характерные особенности спектра  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$  при  $\hbar\omega = E_0, E_1$  и  $E_2$ . Различные варианты модельных представлений  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ , используемые для описания краевой дисперсии  $n(\hbar\omega)$ , приведены в работе [10] на рис.1.

В настоящей работе используется модельное представление, изображенное на рис.1,а сплошными линиями. В интервале энергий от  $E_0$  до  $E_1$  зависимость  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$  аппроксимируется постоянной величиной  $A$ , а характерные максимумы при энергиях  $E_1$  и  $E_2$  –  $\delta$ -функциями.

Дисперсионное соотношение для  $n(\hbar\omega)$  в модельном представлении (рис.1,а) с учетом соотношения (1) записывается в виде [10]

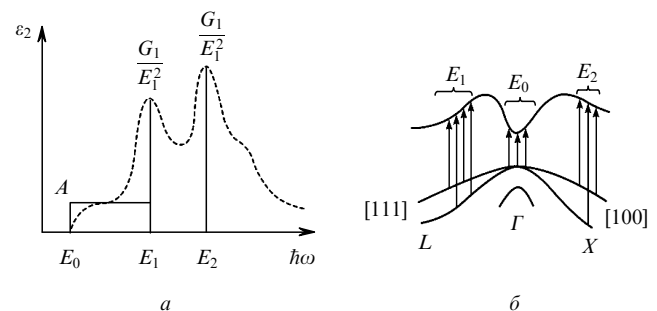


Рис.1. Модельное представление (сплошные линии) и общий вид спектра (штриховая кривая)  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$  в области собственного поглощения полупроводника (а), а также структура энергетических зон полупроводника (б). Вертикальными стрелками показаны прямые переходы, формирующие характеристические особенности спектра  $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ ;  $\Gamma, L$  и  $X$  – минимальные энергии в центре зоны Бриллюэна и в направлениях [111] и [100] соответственно.

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, А.А.Мармалюк, В.И.Романевич, Ю.Л.Рябоштан, Р.В.Чернов. ФГУП «НИИ "Полнос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: webeks@mail.ru

Поступила в редакцию 2 октября 2006 г., после доработки – 21 декабря 2006 г.

$$n^2(\hbar\omega) = 1 + \frac{A}{\pi} \ln \left[ \frac{E_1^2 - (\hbar\omega)^2}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} \right] + \frac{G_1}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_2}{E_2^2 - (\hbar\omega)^2}. \quad (2)$$

Для системы  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  необходимо было получить зависимость  $A$ ,  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $G_1$ ,  $G_2$  от величин  $x$  и  $y$ . Для системы  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ , согласованной по параметрам решетки ( $\Delta a/a = 0$ ) с кристаллом  $\text{InP}$ , величины  $x$  и  $y$  даются соотношением  $x + y = 0.468 + 0.017x$  [12]. (Это выражение может быть записано в виде  $x + 1.017y = 0.476$ . Очень часто используется также приближенное выражение  $x + y = 0.48$ .)

Ширина запрещенной зоны  $E_0$  для  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  определялась соотношением [13]

$$E_0(\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}) = xE_0(\text{AlAs}) + yE_0(\text{GaAs}) + (1-x-y)E_0(\text{InAs}) - xyK_{\text{AlGaAs}} - y(1-x-y)K_{\text{GaInAs}} - x(1-x-y)K_{\text{AlInAs}}, \quad (3)$$

где  $K_{\text{AlGaAs}}$ ,  $K_{\text{GaInAs}}$  и  $K_{\text{AlInAs}}$  – параметры нелинейности соответствующих тройных твердых растворов.

Ширины запрещенных зон  $E_0$  для соединений  $\text{AlAs}$ ,  $\text{GaAs}$  и  $\text{InAs}$  приведены в табл.1 из работы [7]. Параметры нелинейности определялись из соотношения

$$E_0(\text{Ga}_y\text{In}_{1-y}\text{As}) = yE_0(\text{GaAs}) + (1-y)E_0(\text{InAs}) + y(1-y)K_{\text{GaInAs}} \quad (4)$$

и аналогичных ему. При этом использовались значения  $E_0(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}) = 0.75$  эВ,  $E_0(\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}) = 1.45$  эВ,  $E_0(\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}) = 1.798$  эВ. Величина  $E_0$  для  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  получена из данных работы [14]. Ширины запрещенных зон  $E_1$ ,  $E_2$  для  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  определялись из соотношений, аналогичных (3).

В табл.1 приведены численные значения параметров  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $A$ ,  $G_1$ ,  $G_2$  для двухкомпонентных растворов  $\text{AlAs}$ ,  $\text{GaAs}$ ,  $\text{InAs}$ , используемых при расчетах  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $A$ ,  $G_1$ ,  $G_2$ , для четырех- и трехкомпонентных растворов.

В результате для  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  были найдены следующие зависимости:

$$E_0(x, y) = 0.36 + 1.976x + 0.614x^2 + 0.622y + 0.442y^2 + 0.657xy, \quad (5)$$

$$E_1(x, y) = 2.5 + 0.686x + 0.614x^2 - 0.042y + 0.442y^2 + 0.657xy, \quad (6)$$

$$E_2(x, y) = 4.7 - 0.014x + 0.614x^2 - 0.142y + 0.442y^2 + 0.657xy. \quad (7)$$

Выражения для  $E_0$ ,  $E_1$  и  $E_2$  получены в предположении равенства коэффициентов нелинейности трехкомпонентных растворов, рассчитанных по формулам, аналогичным (4). Ширины запрещенных зон  $E_1$  и  $E_2$  для  $\text{AlGaInAs}$

Табл.1. Численные значения параметров  $E_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $A$ ,  $G_1$  и  $G_2$  для двухкомпонентных растворов.

Материал	$E_0$ (эВ)	$E_1$ (эВ)	$E_2$ (эВ)	$A$	$G_1$ (эВ <sup>2</sup> )	$G_2$ (эВ <sup>2</sup> )
AlAs	2.95	3.8	5.3	1.5	25	110
GaAs	1.424	2.9	5.0	1.2	30	100
InAs	0.36	2.5	4.7	1.17	14.7	167

рассчитывались с использованием величин  $E_1$  и  $E_2$  для  $\text{AlAs}$ ,  $\text{GaAs}$  и  $\text{InP}$ , приведенных в табл.1 из работы [10].

Коэффициенты, входящие в выражения для  $A(x, y)$ ,  $G_2(x, y)$ , были скорректированы по сравнению с данными работы [10], чтобы получить совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей  $n(\hbar\omega)$ :

$$A(x, y) = 1.5x + 1.2y + 1.17(1 - x - y), \quad (8)$$

$$G_1(x, y) = 25x + 30y + 14.7(1 - x - y), \quad (9)$$

$$G_2(x, y) = 110x + 100y + 167(1 - x - y). \quad (10)$$

На рис.2 представлены результаты расчета зависимости показателя преломления  $n$  от длины волны излучения, полученные по формуле (2), а также соответствующие экспериментальные данные, заимствованные из работы [15]. Видно хорошее совпадение расчетных и экспериментальных величин.

На рис.3 приведена рассчитанная по формуле (5) зависимость от  $x$  ширины запрещенной зоны  $E_0$  для растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ , согласованных по параметрам решетки с кристаллом  $\text{InP}$  [12]. Видно удовлетворительное совпадение рассчитанной зависимости с экспериментальными данными.

На рис.4 показана зависимость показателя преломления  $n$  от ширины запрещенной зоны  $E_0$ , рассчитанная по формуле (2) для  $\lambda = 1.3$  мкм для твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ , согласованных с  $\text{InP}$  (кривая 1). Кривой 2 представлена зависимость из работы [9], а кривой 3 – интерполяция трех точек, заимствованных из табл.1 работы [8]. Кривые 2 и 3 также относятся к  $\lambda = 1.3$  мкм. Видно, что полученная в настоящей работе зависимость  $n(E_0)$  проходит практически посередине между кривыми 2 и 3.

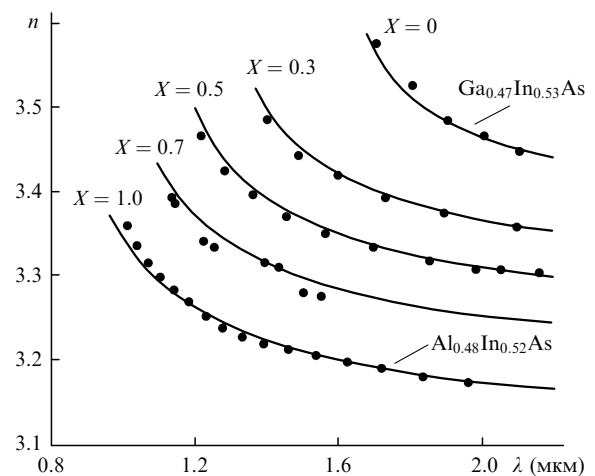


Рис.2. Зависимости от длины волны излучения  $\lambda$  показателя преломления  $n$  структуры  $(\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As})_x(\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As})_{1-x}$ , рассчитанные по формуле (2), для различных значений  $X$ . Точки – экспериментальные данные из работы [15].

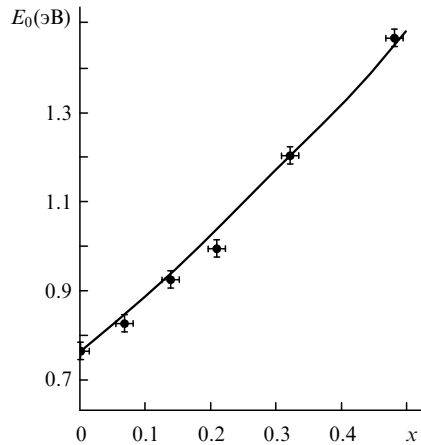


Рис.3. Зависимость ширины запрещенной зоны  $E_0$  для твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ , согласованных с InP, от величины  $x$ , рассчитанная по формуле (5). Точки – экспериментальные данные из работы [12].

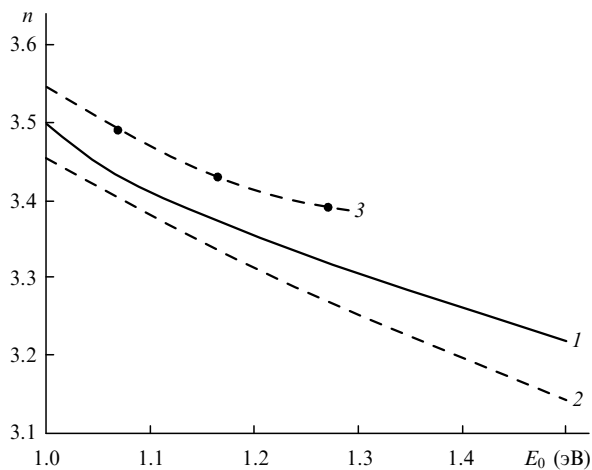


Рис.4. Зависимость  $n(E_0)$  для  $\lambda = 1.3$  мкм, рассчитанная по формуле (2) для твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ , согласованных с InP (1). Кривая 2 заимствована из [9], кривая 3 – результат интерполяции трех точек из работы [8].

Для доказательства справедливости найденной зависимости  $n(E_0)$  проведем сравнение результатов теории и эксперимента для угловой расходимости излучения полупроводниковых лазеров.

### 3. Эксперимент

Для экспериментальных исследований выращивались квантоворазмерные гетероструктуры  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  на  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм, у которых одинаково изменялись высоты барьеров и волноведущих слоев: гетероструктура 1 с  $x_a = 0.11$ ,  $y_a = 0.37$ ,  $x_b = 0.31$ ,  $y_b = 0.17$  и гетероструктура 2 с  $x_a = 0.11$ ,  $y_a = 0.37$ ,  $x_b = 0.35$ ,  $y_b = 0.13$  для  $\lambda = 1.3$  мкм, а также гетероструктура 3 с  $x_a = 0.03$ ,  $y_a = 0.45$ ,  $x_b = 0.2$ ,  $y_b = 0.28$  и гетероструктура 4 с  $x_a = 0.03$ ,  $y_a = 0.45$ ,  $x_b = 0.14$ ,  $y_b = 0.34$  для  $\lambda = 1.55$  мкм. Величины  $x_a$ ,  $y_a$  относятся к активной области, а  $x_b$ ,  $y_b$  – к волноведущим слоям. Гетероструктуры на  $\lambda = 1.3$  мкм имели четыре квантовые ямы, гетероструктуры на  $\lambda = 1.55$  мкм – пять, ширины квантовых ям составляли  $60 \text{ \AA}$ .

Из данных гетероструктур изготавливались квантоворазмерные лазеры (КРЛ) с шириной полосы  $2.0\text{--}2.7$  мкм и длиной резонатора  $400$  мкм. Лазеры накачивались

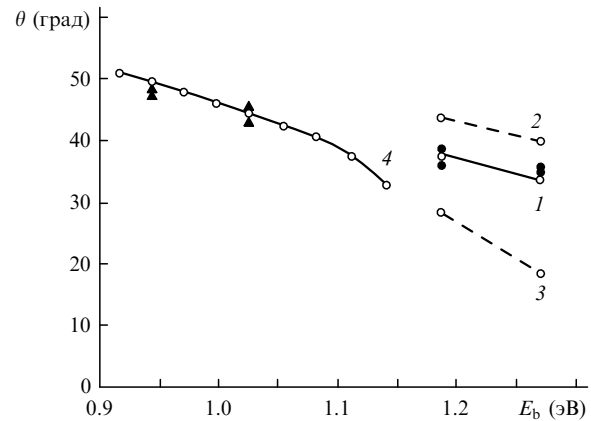


Рис.5. Зависимости угловой расходимости излучения  $\theta$  от ширины запрещенной зоны волноведущего слоя  $E_b$ , рассчитанные с использованием формулы (2) (1, 4), а также показателей преломления, взятых из работ [8] (2) и [9] (3), для лазеров с  $\lambda = 1.3$  (1–3, ●) и  $1.55$  мкм (4, ▲). Точки – эксперимент.

на медный теплоотвод активной областью вверх. Для каждого лазера измерялась угловая расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной p–n-переходу (в дальней зоне). В этом случае практически отсутствует зависимость угловой расходимости от тока накачки. В работе [16] показано, что угловая расходимость КРЛ не изменялась при увеличении тока накачки более чем в четыре раза.

В настоящей работе расчет угловой расходимости проводился по программе, разработанной в [17]. Результаты расчета представлены на рис.5.

Анализ результатов, приведенных на рис.5, показывает, что угловые расходимости излучения КРЛ с  $\lambda = 1.3$  мкм, рассчитанные с использованием показателей преломления, полученных с помощью формулы (2), лучше совпадают с экспериментальными точками, чем угловые расходимости излучения, рассчитанные с использованием показателей преломления, заимствованных из работ [8] и [9]. На рис.5 представлены также результаты расчета угловой расходимости излучения с использованием показателей преломления, полученных по формуле (2), для КРЛ с  $\lambda = 1.55$  мкм. Видно хорошее совпадение результатов расчета и эксперимента.

Таким образом, дисперсионное соотношение для показателей преломления твердых растворов  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  (2) позволяет получить хорошее совпадение с экспериментальными данными для показателей преломления из работы [15] и угловой расходимости излучения КРЛ с  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм.

Авторы выражают благодарность А.П.Богатову и А.Е.Дракину за представление программы расчета угловой расходимости излучения многослойных КРЛ.

### Приложение

Особенность формулы (2) заключается в том, что при стремлении  $\hbar\omega$  к  $E_0$  показатель преломления  $n$  стремится к бесконечности. Этого можно избежать, если учесть затухание осциллятора. Тогда формулу (2) можно записать в виде

$$n^2(\hbar\omega) = 1 + \frac{A}{\pi} \ln \left\{ \frac{E_1^2 - (\hbar\omega)^2}{\{[E_0^2 - (\hbar\omega)^2]^2 + (\hbar\omega E_0/k)^2\}^{1/2}} \right\} +$$

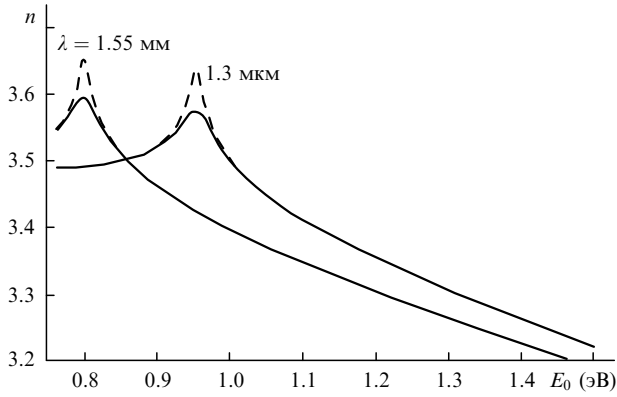


Рис.1П. Зависимости  $n(E_0)$ , полученные с учетом затухания осциллятора, для  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм,  $k = 30$  (сплошные кривые) и 100 (штриховые кривые).

$$+ \frac{G_1}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_2}{E_2^2 - (\hbar\omega)^2}, \quad (\text{П1})$$

где  $k = \omega_0/\gamma$ ;  $\omega_0$  – собственная (резонансная) частота осциллятора;  $\gamma$  – параметр затухания.

На рис.1П представлены зависимости  $n(E_0)$ , рассчитанные по формуле (П1) для  $\lambda = 1.3$  и  $1.55$  мкм и  $k = 30$  [18] и 100 [19] для системы  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$ , согласованной с кристаллом  $\text{InP}$  ( $x + y = 0.48$ ).

1. Wang M.C., Lin W., Shi T.T., Liao H.H., Chang H.L., Su J.Y., Tu Y.K. *Proc. Conf. LEOS'95* (San Francisco, 1995, Vol. 1, p. 280).

2. Ishikawa T., Higashi T., Uchida T., Yamamoto T., Fujii T., Shoji H., Kobayashi M., Soda H. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10**, 1703 (1998).
3. Vilokinen V., Savolainen P., Sipila P. *Electron. Lett.*, **40**, 1489 (2004).
4. Zah C.-E., Bhat R., Pathak B.N., Favire F., et. al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 511 (1994).
5. Minch J., Park S.H., Keating T., Chuang S.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 771 (1999).
6. Selmic S.R., Chou T.-M., Sih J.P., Kirk J.B., et. al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **7**, 340 (2001).
7. Ishikawa T., Bowers J.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 562 (1994).
8. Piprek J., White J.K., SpringThorpe A.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 1253 (2002).
9. Kazarinov R.F., Belenky G.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 423 (1995).
10. Пихтин А.Н., Яськов А.Д. *ФТП*, **22**, 969 (1988).
11. Пихтин А.Н., Яськов А.Д. *ФТП*, **12**, 1047 (1978).
12. Olego D., Chang T.Y., Silberg E., Caridi E.A., Pinczuk A. *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 476 (1982).
13. Li E.H. *Physica E*, **5**, 215 (2000).
14. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981, т. 1).
15. Mondry M.J., Babic D.I., Bowers J.E., Coldren L.A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, 627 (1992).
16. Плисюк С.А., Акимова И.В., Дракин А.Е., Бородаенко А.В., Стратонников А.А., Поповичев В.В., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **35**, 515 (2005).
17. Поповичев В.В., Давыдова Е.И., Мармалюк А.А. и др. *Квантовая электроника*, **32**, 1099 (2002).
18. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. *Полупроводниковая оптоэлектроника* (М.: Мир, 1976, с. 31).
19. Петер Ю., Кардона М. *Основы физики полупроводников* (М.: Физматлит, 2002).