

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ III-IV ГРУППЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

### Введение.

Развитие современных волоконно-оптических систем передачи информации требует совершенствования конструкции и оптимизации параметров полупроводниковых лазеров. Эффективным способом разработки элементов и систем радиоэлектроники является компьютерное моделирование, которое позволяет в значительной степени сократить сроки и стоимость разработок.

Исследования усиления для различных материалов и в широком диапазоне изменения толщины активного слоя особенно важны для создания асимметричных квантоворазмерных (КР) структур, обладающих способностью перестройки частоты излучения в зависимости от тока накачки и используемых в приборах лазерной абсорбционной спектроскопии.

В последнее время много работ посвящено исследованию характеристик КР лазеров. Однако в численных моделях применяются выражения, которые подходят для исследования лазеров с объемной активной областью, в частности, линейная зависимость коэффициента усиления от концентрации. Как показывают последние экспериментальные исследования, для КР лазеров при уменьшении толщины активного слоя до уровня меньше 100 Å характеристика усиления имеет область насыщения [1]. Это связано с тем, что плотность состояний электронов для КР лазеров постоянна при определенных значениях энергии квантования, поэтому увеличение плотности электронов  $n_e$  приводит к насыщению этих уровней и, следовательно, к нелинейности усиления.

Наряду с бинарными соединениями, при изготовлении лазеров в настоящее время используются тройные и четверные соединения, например, для ИК диапазона – материалы типа  $In_xGa_{1-x}As$  или  $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$ . При решении задач моделирования динамических характеристик лазеров с выбором различных материалов активной области, и в особенности при проектировании новых структур, стоит проблема подбора параметров. Кроме того, иногда в различных источниках для одного и того же материала значения параметров различны. Чтобы избежать разногласий, необходимо либо создавать библиотеку параметров и детально проверять несогласующиеся значения, что представляет собой довольно трудоемкий процесс, либо создавать программы, которые позволяют моделировать параметры для сложных тройных и четверных структур из более простых двойных.

### Теория.

На данный момент моделью, которая наиболее полно описывает реальные характеристики лазеров, является интегральная модель усиления:

$$G_{\text{mod}}(\omega) = \frac{\omega}{\epsilon_0 c n_r E_g} \int_{E_g}^{\infty} |\mu|^2 \rho_c (f_c - f_v) \pi L dE_{eh}, \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме;  $n_r$  – коэффициент преломления в кристалле;  $\epsilon_0$  – диэлектрическая восприимчивость вакуума;  $\omega$  – частота излучения лазера;  $\mu$  – матрица взаимодействия между электроном и фотоном;  $\rho_c$  – плотность состояний электронов в зоне проводимости;  $f_c, f_v$  – функция Ферми для электронов и дырок соответственно;  $L$  – функция уширения линии.

Однако расчет интегральной модели сложен и требует больших затрат машинного времени. Для описания изменения усиления от плотности электронов  $n_e$  существует несколько приближенных выражений: линейная модель [2, 3]:  $G = g_{n_e} (n_e - n_t)$ , где  $g_{n_e}$  – дифференциальное усиление;  $n_t$  – концентрация электронов на пороге прозрачности, когда значение усиления равно нулю; логарифмическая модель [1, 4, 5]:  $G = v_g \cdot g_{n_e} \cdot \ln(n_e / n_t)$ ; модель с учетом нелинейного влияния концентрации электронов [6]:  $G = g_{n_e} (n_e - n_t) / (1 + \epsilon_e n_e)$ , где  $\epsilon_e$  – нелинейный параметр влияния концентрации носителей на усиление.

Чтобы оценить, какое выражение правильно описывает характер усиления при различных значе-

ниях толщины КР слоя, проведено сравнение приближенных моделей с интегральной моделью усиления. Параметры, используемые для расчета усиления, взяты из работы [7] и представлены в табл. 1

Таблица 1

Материал	$E_g, eV$	$m_c/m_0$	$m_{hh}/m_0$	$m_{lh}/m_0$	$m_{s0}/m_0$	$n_r^2$	$\Delta_{s0}, eV$
GaAs	1,424	0,067	0,62	0,087	0,15	10,88	0,34
InAs	0,36	0,023	0,60	0,027	0,089	12,25	0,43
GaP	2,74	0,17	0,79	0,14	0,24	8,46	0,10
InP	1,35	0,08	0,85	0,089	0,17	9,55	0,10

Анализ усиления был проведен для материала GaAs при изменении диапазона толщины активного слоя от 40 до 1000 Å.

Результаты сравнения интегральной модели и всех трех приближенных выражений приведены на рис. 1.

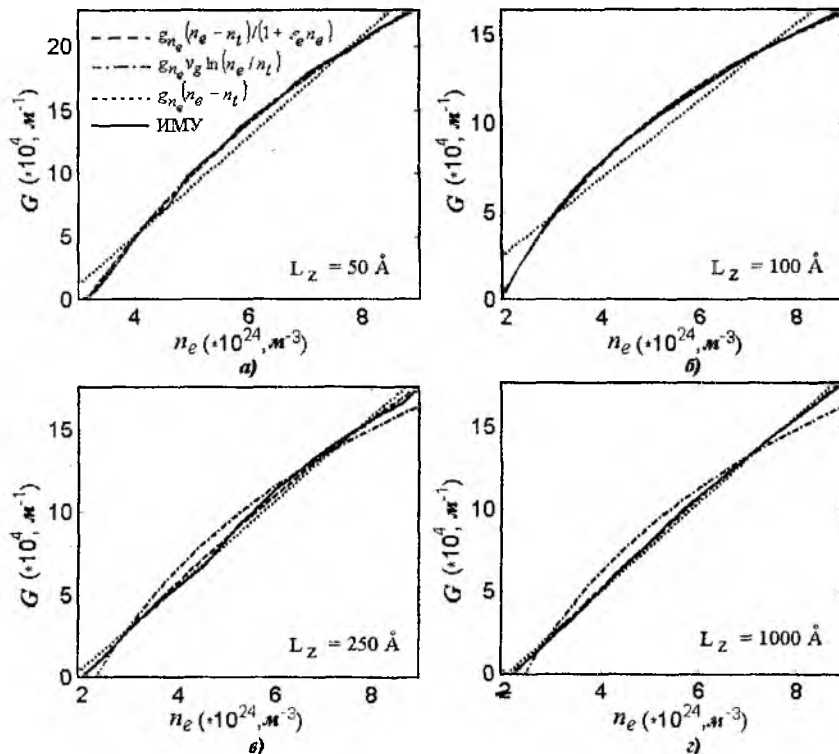


Рис. 1

Сплошной линией показана интегральная модель, пунктирной – усиление с учетом нелинейного влияния концентрации электронов, штрих-пунктирной – логарифмическая модель и точками – линейное выражение.

Как видно из рисунка, при толщине 50-100 Å (рис. 1, а, б) характеристика нелинейная и при увеличении толщины (рис. 1, в, г) становится линейной.

Чтобы определить количественно степень расхожести приближенных и интегральной моделей, была посчитана квадратичная ошибка  $\chi^2$  между точной и приближенной моделями при изменении толщины активного слоя:

$$\chi^2 = \sum_{nn} \left( \frac{y_{\text{int},nn} - y_{\text{apr},nn}}{y_{\text{int},nn}} \right)^2, \quad (2)$$

где  $nn$  – количество расчетных точек,  $y_{\text{int},nn}$  – численные значения для интегральной модели;  $y_{\text{apr},nn}$  – численные значения для приближенного выражения.

На рис. 2 представлены результаты этого сравнения. Как видно из рисунка, при толщине порядка 50-100 Å для логарифмической модели ошибка мала, однако при увеличении толщины она увеличивается. Для линейной модели, наоборот, до значения толщины 100 Å ошибка большая, а при увеличении толщины – уменьшается. Относительная ошибка для выражения с учетом нелинейного влияния концентрации электронов на всем промежутке меньше, чем у предыдущих моделей, т. е. данная модель лучше описывает поведение усиления КРС лазера в широком диапазоне изменения толщины активного слоя.

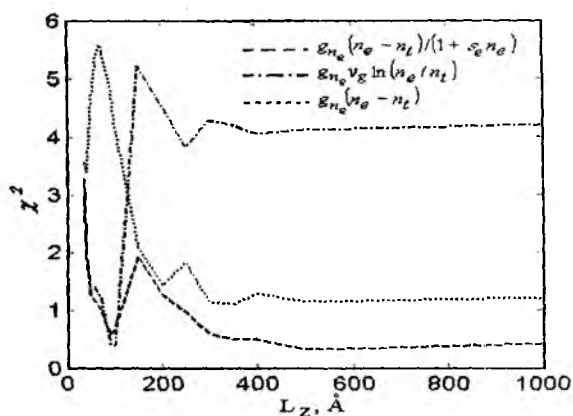


Рис. 2

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов выражения  $G = g_{n_e} (n_e - n_t) / (1 + \epsilon_e n_e)$  от толщины активного слоя для различных бинарных соединений (*GaAs* – рис. 3, а, *InAs* – рис. 3, б, *GaP* – рис. 3, в, *InP* – рис. 3, г). Кривые изменения всех коэффициентов от толщины активного слоя можно описать функцией

$$g_x = A_0 + A_1 \exp(p_1 \cdot L_z) + A_2 \exp(p_2 \cdot L_z), \quad g_x = g_{n_e}, n_t, \epsilon_e. \quad (3)$$

На рис. 3 кружочками показаны расчетные точки, сплошными линиями – приближенные значения, полученные с использованием выражения (3). Значения для усиления  $g_{n_e}$  и параметра нелинейности  $\epsilon_e$  в интервале 40-60 Å маленькие, при увеличении толщины до 90 Å достигают максимального значения, а с дальнейшим увеличением толщины – уменьшаются и достигают постоянного уровня. Для концентрации электронов  $n_t$  наоборот, в интервале 60-90 Å имеется минимум. Следовательно, для получения низко пороговых характеристик необходимо использовать лазеры с толщиной активной области, находящейся в указанном интервале.

Значения коэффициентов, представленных в выражении (3), для бинарных соединений представлены в табл. 2.

Таблица 2

Материал		$A_0$	$A_1$	$p_1$	$A_2$	$p_2$
GaAs	$g_{n_e}, M^2$	$3,09 \cdot 10^{-20}$	$-2,06 \cdot 10^{-17}$	$-2,65 \cdot 10^8$	$2,01 \cdot 10^{-17}$	$2,57 \cdot 10^8$
	$n_t, M^{-3}$	$2,18 \cdot 10^{24}$	$1,88 \cdot 10^{26}$	$-2,06 \cdot 10^8$	$-1,81 \cdot 10^{26}$	$-2,01 \cdot 10^8$
	$\epsilon_e, M^3$	$5,61 \cdot 10^{-27}$	$-1,55 \cdot 10^{-22}$	$-1,90 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^{-22}$	$-1,87 \cdot 10^8$
GaP	$g_{n_e}, m^2$	$1,88 \cdot 10^{-20}$	$-8,94 \cdot 10^{-19}$	$-6,29 \cdot 10^8$	$2,96 \cdot 10^{-19}$	$-2,75 \cdot 10^8$
	$n_t, M^{-3}$	$5,87 \cdot 10^{24}$	$2,59 \cdot 10^{26}$	$-4,39 \cdot 10^8$	$3,87 \cdot 10^{26}$	$-1,06 \cdot 10^8$
	$\epsilon_e, M^3$	$6,08 \cdot 10^{-26}$	$-1,55 \cdot 10^{-22}$	$-2,61 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^{-22}$	$-2,60 \cdot 10^8$
InAs	$g_{n_e}, M^2$	$6,59 \cdot 10^{-20}$	$-8,69 \cdot 10^{-18}$	$-2,19 \cdot 10^8$	$8,41 \cdot 10^{-18}$	$-2,14 \cdot 10^8$
	$n_t, M^{-3}$	$6,57 \cdot 10^{24}$	$5,50 \cdot 10^{24}$	$-3,65 \cdot 10^8$	$-6,08 \cdot 10^{26}$	$-2,04 \cdot 10^4$
	$\epsilon_e, M^3$	$7,90 \cdot 10^{-26}$	$1,55 \cdot 10^{-22}$	$-1,86 \cdot 10^8$	$1,54 \cdot 10^{-22}$	$-1,84 \cdot 10^8$
InP	$g_{n_e}, M^2$	$2,02 \cdot 10^{-20}$	$-1,57 \cdot 10^{-17}$	$-2,72 \cdot 10^8$	$1,52 \cdot 10^{-17}$	$-2,64 \cdot 10^8$
	$n_t, M^{-3}$	$3,01 \cdot 10^{24}$	$2,19 \cdot 10^{26}$	$-2,19 \cdot 10^8$	$-2,09 \cdot 10^{26}$	$-2,13 \cdot 10^8$
	$\epsilon_e, M^3$	$1,21 \cdot 10^{-26}$	$-1,55 \cdot 10^{-22}$	$-2,13 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^{-22}$	$-2,10 \cdot 10^8$

Выражение  $A_0$  в табл. 2 не что иное, как выражение для усиления лазеров с объемным активным слоем. Значения  $A_0$  совпадают с полученными ранее данными [8].

Для исследования усиления для более сложных тройных и четверных соединений можно использовать приближенные выражения:  $P_{ABC} = xP_{AC} + (1-x)P_{BC}$  для материалов  $A_xB_{1-x}C$  и  $P_{ABCD} = (1-x)yP_{AC} + (1-x)(1-y)P_{AD} + xyP_{BC} + x(1-y)P_{BD}$  для материалов  $A_{1-x}B_xC_yD_{1-y}$ .

Например, для материала  $In_{0.75}Ga_{0.25}As_{0.69}P_{0.31}$  (длина волны  $1,55\mu\text{м}$ )  $A_0 = 45 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ , что хорошо согласуется с используемыми ранее результатами ( $A_0 = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$  [9]).

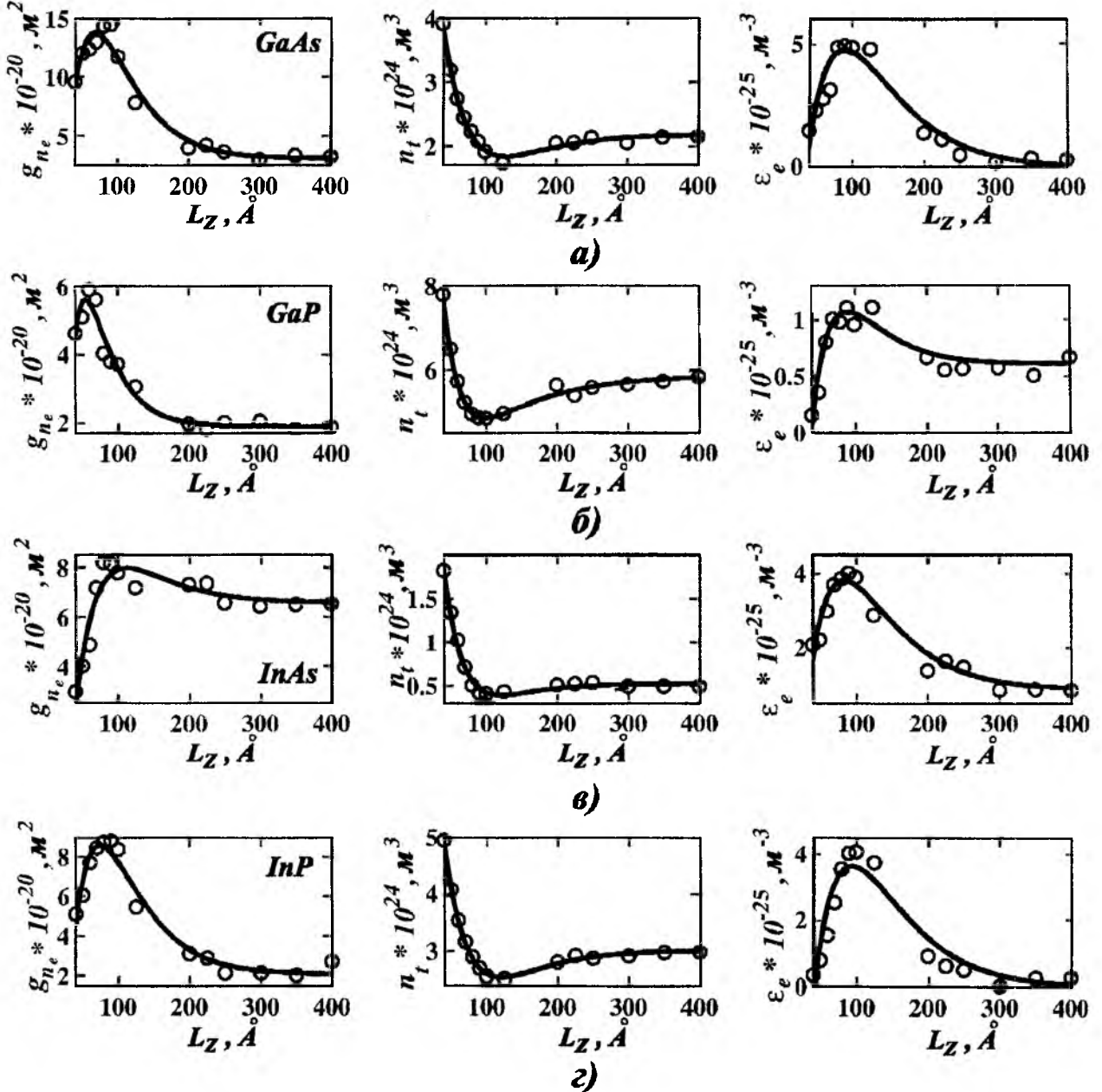


Рис. 3

### Выводы.

Таким образом, в ходе анализа изменения оптического усиления КРС лазера от плотности электронов при различных значениях толщины активного слоя было проведено сравнение трех приближенных моделей усиления с ИМУ. При этом было показано, что при толщине 50-100  $\text{\AA}$  для логарифмической модели ошибка мала, однако при увеличении толщины она увеличивается. Для линейной

модели, наоборот – до значения толщины 100 Å ошибка большая, а при увеличении толщины – уменьшается. Относительная ошибка для модели вида  $G = g_1(n_e - n_i)/(1 + \epsilon_e n_e)$  на всем промежутке меньше, чем у предыдущих моделей, т. е. данная модель лучше описывает поведение усиления КРС лазера в широком диапазоне изменения толщины активного слоя. Определены коэффициенты нелинейного усиления для четырех различных бинарных соединений, которые позволят в дальнейшем получать аналогичные выражения для более сложных тройных и четверных соединений.

**Список литературы:** [1] Makino T. Analytical formulas for the optical gain of quantum wells. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1996. – Vol. 32 – N 3. – P. 493-501. [2] Grau. G. R., Freude. W. Optische Nachrichtentechnik. Berlin: Springer-Verlag, 1991. [3] Bowers J. E. Modulation properties of semiconductor lasers. Research in Optoelectronics (B): reprints Prof. J.E.Bowers and Collaborators ECE Technology; Santa Barbara, California, 1993. – P.109-141. [4]. A time-domain Model for high-speed quantum-well lasers including carrier transport effects./ Nguyen L.V.T., Lowery A.J., Gurney P.C.R., Novak D // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 1995. Vol.1. – N 2. – P. 494-502. [5] DeTemple T.A., Herzinger C.M. On the semiconductor laser logarithmic gain-current density relation. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1993. – Vol. 29 – N 5. – P. 1246-1252. [6] Суховианов И. А., Манжура А. Н., Лысак В. В. Пакет программ для моделирования полупроводниковых лазеров // Тезисы докл. III международной конференции "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". – Туапсе. – 1997. – С.348. [7] Adachi. S. Material parameters for  $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$  and related binaries. // Journal Applied Physics. – 1982. – Vol. 53. – N 12. – P. 8775-8792. [8] Suematsu Y., Adams A.R. Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits./ Chapman & Hall. – 1994. [9] Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating. / Willatzen M., Uskov A., Mork J. a.o.// IEEE Photonics technology letters. – 1991. – Vol.3. – N7: – P. 06-609.

Харьковский государственный технический  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.04.2000