

УДК 621.378.35

## АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСНЫХ ВОЛНОВОДОВ МЕТОДОМ ФУНКЦИЙ БЛОХА

Р. Ф. Набиев, А. И. Онищенко

*Проведен анализ резонансных оптических волноводов методом функций Блоха и получены точные решения задачи о собственных модах таких волноводов. Для случая их применения в линейках "антиволноводных" инжекционных лазеров найдены точные значения дифференциального модового коэффициента усиления и рассмотрена его дисперсионная зависимость вблизи резонансных состояний.*

Значительное улучшение модового состава излучения полупроводниковых лазеров при высокой выходной мощности было достигнуто в последнее время благодаря фазированным линейкам антиволноводных инжекционных лазеров [1]. В таких структурах при определенном соотношении между ширинами волноводных и антиволноводных областей и скачка преломления между ними  $\Delta n$ , возникают резонансные состояния (РС) [2, 3]. Лазерные линейки (ЛЛ), в которых возникают РС, получили название: резонансные оптические волноводы (РОВ) [2].

Как было показано в работах [4, 5], теоретический анализ фазированных ЛЛ может быть проведен методом функций Блоха. В этом случае для описания ЛЛ используется модель бесконечной двумерной периодической структуры (рис. 1), аналогичная модели Кронига - Пенни [6]. Монохроматичная световая волна (с длиной волны в вакууме  $\lambda_0$ ), распространяющаяся в  $z$ -направлении (с константой распространения  $\beta$ ), может быть представлена в виде [4,5]:  $E(x, z) = \exp(-i\beta z)\Psi(x)$ , где  $\Psi(x)$  - блоховская функция, а координаты  $x$  и  $z$  нормированы на  $\lambda_0/2\pi$ . Условие непрерывности для  $\Psi(x)$  и ее производной на границе областей, а также требование трансляционной инвариантности, позволяют получить дисперсионное уравнение для  $\beta$  [4 - 6]:

$$\cos(qd) = f; \quad (1)$$

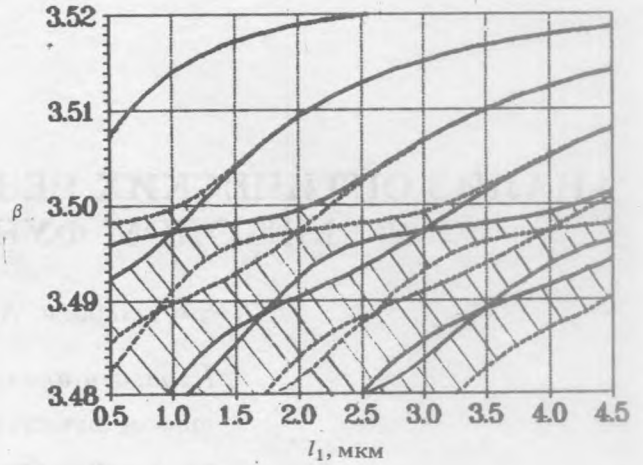
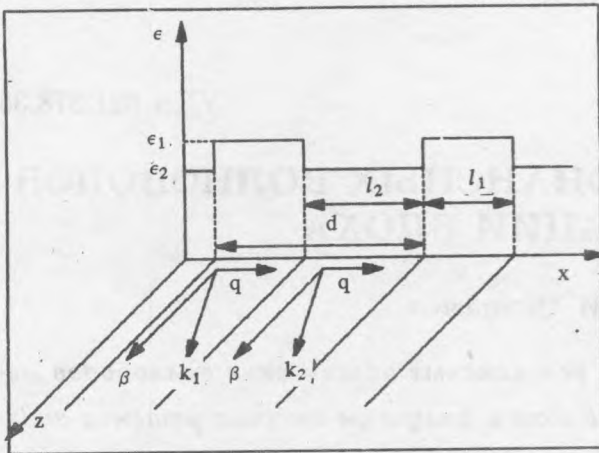


Рис. 1. Схема периодической структуры, моделирующей ЛЛ.

Рис. 2. Зависимость границ зон разрешенных  $\beta$  от длины волноводных областей  $l_1$  для  $\epsilon_1 = 12,407$ ,  $\epsilon_2 = 12,25$  и  $l_2 = 3$  мкм. Заштрихованные области соответствуют разрешенным зонам.

$f = \cos(k_1 l_1) \text{ch}(k_2 l_2) + \frac{1}{2}(k_1/k_2 + k_2/k_1) \sin(k_1 l_1) \text{sh}(k_2 l_2)$  при  $\epsilon_1 > \beta^2 > \epsilon_2$ ,  $f = \cos(k_1 l_1) \cos(k_2 l_2) + \frac{1}{2}(k_1/k_2 + k_2/k_1) \sin(k_1 l_1) \sin(k_2 l_2)$  при  $\beta^2 < \epsilon_2$ . Здесь  $q$  – блоховское волновое число,  $k_1 = (\epsilon_1 - \beta^2)^{1/2}$ ,  $k_2 = |\epsilon_2 - \beta^2|^{1/2}$ ,  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  – константы диэлектрической проницаемости для волноводной и антиволноводной области соответственно,  $d$  – период ЛЛ.

На рис. 2. показана зависимость границ зон "разрешенных" и "запрещенных" значений  $\beta$ , рассчитанных с помощью уравнения (1), от длины волноводных областей  $l_1$ . РС соответствуют точкам, в которых запрещенная зона "схлопывается". При этом  $q = \pi n/d$ , где  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Кроме того, в экстремальных точках (ЭТ), соответствующих РС, выполняются брэгговские условия:  $k_j l_j = \pi n_j$ ,  $j = 1, 2$ ;  $n_j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . В силу симметрии рассматриваемой задачи для любого  $\beta$  существует две линейно независимые волновые функции с блоховскими волновыми числами  $q$  и  $-q$ . Вследствие брэгговских условий, волновые функции в ЭТ могут быть представлены в виде:

$$\Psi_1(x) = \begin{cases} N_1 \cos[k_1(x - md)], & md \leq x \leq md + l_1, \\ N_1 \cos[k_2(x - l_1 - md)], & md + l_1 \leq x \leq (m + 1)d; \end{cases}$$

$$\Psi_2(x) = \begin{cases} N_2 \sin[k_1(x - md)], & md \leq x \leq md + l_1, \\ (k_1/k_2)N_2 \sin[k_2(x - l_1 - md)], & md + l_1 \leq x \leq (m + 1)d, \end{cases}$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – нормировочные константы. Следует подчеркнуть, что функции  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  имеют разную симметрию, но соответствуют одному и тому же значению  $\beta$ . Брэгговские условия определяют отношение между параметрами периодической структуры, при которых возникают РС:  $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_2 = \pi^2(n_1^2/l_1^2 - n_2^2/l_2^2)$ .

В работах [4, 5] были получены формулы для дифференциального коэффициента усиления  $d\beta''/d\epsilon''_j$ , где  $\beta'' = \text{Im}\beta$  определяет модовый коэффициент усиления при накачке  $j$ -ой области ( $\epsilon''_j = \text{Im}\epsilon_j$ ). В случае антиволноводных ЛЛ накачке подвергаются антиволноводные области. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только  $d\beta''/d\epsilon''_2$ . (Для  $d\beta''/d\epsilon''_1$  рассуждения аналогичны.) Для того, чтобы найти  $d\beta''/d\epsilon''_2$  в ЭТ, необходимо провести разложение волновых чисел  $k_j = k_{sj} + \alpha_j$ , где  $\alpha_j = \delta_j/2k_{sj} \ll 1$  ( $k_{sj}$  – значение  $k_j$  в ЭТ), непосредственно в дисперсионном уравнении (1), сохраняя члены до  $\delta_j^2$  включительно, и затем перейти к пределу  $k_j \rightarrow R_{sj}$ . В этом случае  $\delta_1 = -2i\beta d\beta''$  и  $\delta_2 = i(d\epsilon''_2 - 2\beta d\beta'')$ . В результате получим:

$$d\beta''/d\epsilon'' = \begin{cases} [2\beta(1 + n_2^2 l_1^3 / n_1^2 l_2^3)]^{-1}, \\ [2\beta(1 + l_1/l_2)]^{-1}. \end{cases} \quad (2)$$

Второе значение соответствует случаю, когда  $\Psi(x) = \text{const}$ .

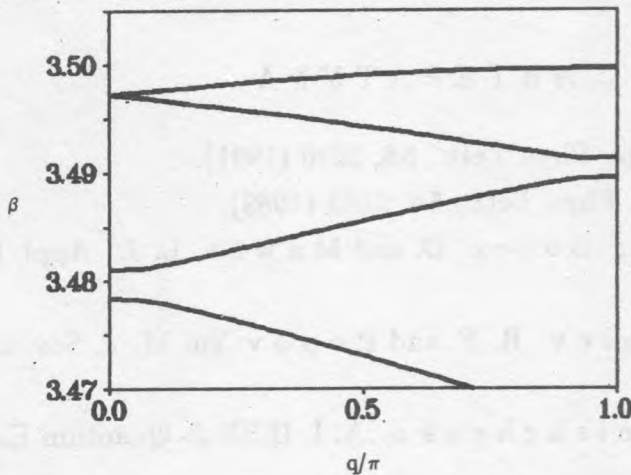


Рис. 3. Дисперсионная зависимость  $\beta(q)$  при  $l_2 = 3$  мкм,  $l_1 = 1$  мкм;  $\epsilon_1 = 12,407$ ,  $\epsilon_2 = 12,25$ .

На рис. 3 показана дисперсионная зависимость  $\text{Re}\beta(q)$  для параметров структуры, при которых возникает РС. В точках  $q = \pi n/d$ , не являющихся экстремальными,  $d\beta/dq = 0$ . В ЭТ дисперсионная зависимость имеет линейный наклон:

$$d\beta/dq = \pm (l_1 l_2 / 2\pi\beta) \sqrt{d/(l_1^3 n_2^2 + l_2^3 n_1^2)}. \quad (3)$$

Поведение  $d(d\beta''/d\epsilon_2'')/dq$  в ЭТ также имеет особенность. Поскольку можно записать  $d(d\beta''/d\epsilon_2'')/dq = d(d\beta''/d\epsilon_2'')/d\beta \cdot d\beta/dq$ , то при  $d\beta/dq = 0$  получаем  $d(d\beta''/d\epsilon_2'')/dq = 0$ . Используя разложение волновых чисел вблизи ЭТ, находим:

$$\frac{d}{dq} \left( \frac{d\beta''}{d\epsilon_2''} \right) = \frac{d\beta''}{d\epsilon_2''} \left( 4 \frac{l_1}{l_2} \frac{\Delta\epsilon\beta^2}{k_{z1}^4} \frac{d\beta''}{d\epsilon_2''} - \frac{1}{\beta} \right) \frac{d\beta}{dq}. \quad (4)$$

Таким образом, можно ожидать, что мода, имеющая максимальный коэффициент усиления, будет более устойчивой, если структура представляет для нее РОВ. В этом случае дисперсионная зависимость для  $d\beta''/d\epsilon_2''$  линейно спадает (с наклоном, который дается формулой (4) в малой окрестности  $\Delta q$  около  $q_{max}$  этой моды. Тогда как, для нерезонансного случая дисперсионная зависимость для  $d\beta''/d\epsilon_2''$  в малой окрестности  $q_{max}$  практически не зависит от  $q$  и, следовательно, возможна генерация моды с  $q$  отличным от  $q_{max}$ .

Один из авторов (А. О.) выражает признательность профессору П. Г. Елисееву за обсуждение данной статьи, а также МКП "ТДС" за обеспечение возможности проведения этой работы. Работа была поддержана грантом Московского Физического Общества "Весна-93".

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] B o t e z D. et al. Appl. Phys. Lett., **58**, 2070 (1991).
- [2] B o t e z D. et al. Appl. Phys. Lett., **54**, 2183 (1989).
- [3] Z m u d z i n s k i C. A., B o t e z D. and M a w s t L. J. Appl. Phys. Lett., **60**, 1049 (1992).
- [4] E l i s e e v P. G., N a b i e v R. F. and P o p o v Yu. M. J. Sov. Laser Research., No. 10, 449 (1989).
- [5] N a b i e v R. F. and O n i s h c h e n k o A. I. IEEE J. Quantum Electron, **QE-28**, 2024 (1992).
- [6] Я р и в А. Введение в квантовую механику и ее приложения, М., Мир, 1983.
- [7] B o t e z D. and M a w s t L. Appl. Phys. Lett., (1992).

Поступила в редакцию 2 июня 1993 г.