

- [3] Алферов Ж.И., Бергманн Я.В., Корольков В.И., Никитин В.Г., Смирнова А.А., Степанова М.Н., Третьяков Л.Н. - ФТП, 1977, т. 11, № 5, с. 892-898.
- [4] Дякону И.И., Жиляев Ю.В., Негрескул В.А. Арсенид-галлиевые силовые диоды, полученные газовой эпитаксией. У Всесоюзное координационное совещание секции „Полупроводниковые гетероструктуры“, Таллин, „Валгус“, 1978, с. 20-25.
- [5] Беляева О.А., Ботнарк В.М., Вайнштейн С.Н., Жиляев Ю.В., Левинштейн М.Е. Падьюс А.Л., Соловьев В.А. Микроплазменный лавинный пробой в высоковольтных GaAs диодах большой площади. - В сб.: Силовые полупроводниковые диоды. Таллин, „Валгус“, 1986, с. 240-244.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
4 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 13

12 июля 1988 г.

## СПЕКТРАЛЬНО-СЕЛЕКТИВНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МОД НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

А.Г. Булушев, Е.М. Дианов,  
А.В. Кузнецов, О.Г. Охотников

Волоконные световоды позволяют не только передавать оптические сигналы на значительные расстояния без дифракционных потерь, но и производить их обработку [1]. В связи с этим интересные возможности открываются при введении неоднородностей в волноводную структуру световода, приводящих к преобразованию мод. Такое преобразование, описываемое с помощью унитарной матрицы и коэффициента потерь  $\gamma$ , для случая возбуждения двух мод имеет вид

$$E_m^{p2} = \gamma \sum_n \cos\left[\psi_p + \frac{\pi}{2}(n-m)\right] \exp\left[\alpha_p + (-1)^m \theta_p + (-1)^n \zeta_p\right] E_n^{p1}, \quad (1)$$

где  $\psi_p, \alpha_p, \theta_p, \zeta_p$  - действительные параметры;  $E_n^{p1}$  и  $E_m^{p2}$  - амплитуды мод с индексами  $n$ ;  $m = 1, 2$  до и после  $p$ -й неоднородности соответственно.

Рассмотрим преобразование мод на двух неоднородностях, соединенных промежуточным однородным участком длиной  $l$ , постоянные распространения  $\beta_n = \beta_m + (-1)^n \beta_R$  ( $n = 1, 2$ ) мод которого выражены через  $\beta_M$  - среднюю и  $\beta_R$  - относительную постоянные распространения. Если до первой неоднородности ( $p = 1$ ) возбуждена

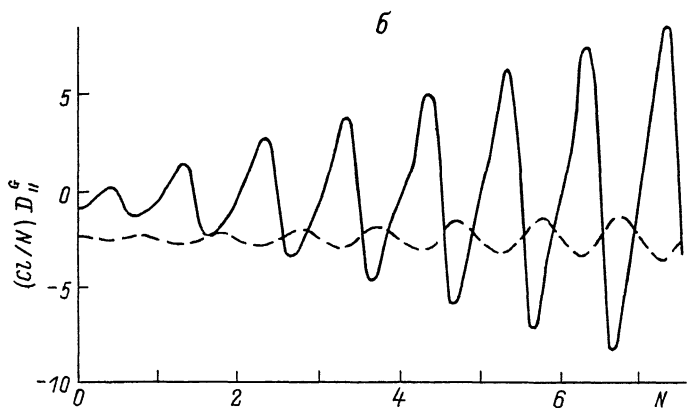
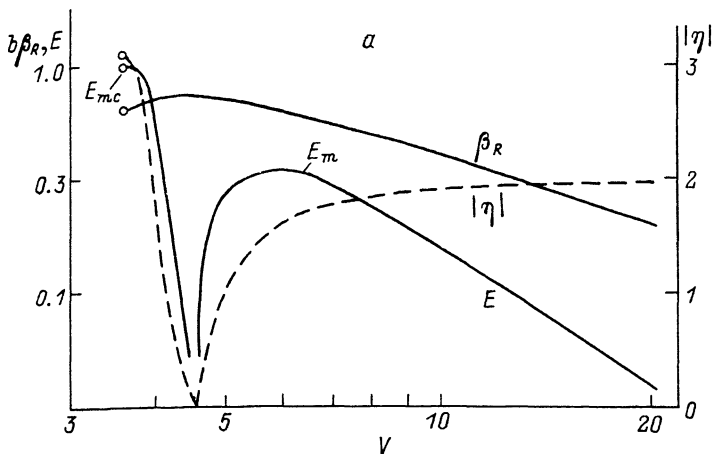


Рис. 1. Характеристики биконического участка, на котором возбуждаются  $HE_{11}$ - и  $HE_{12}$ -моды. Показатель преломления цилиндрической однородной перетяжки радиусов  $b - n_1 = 1.45$ , внешней среды  $- n_2 = 1.0$ . а - зависимость  $|\eta|$  - пунктирная кривая,  $\beta_R$  и  $E = \frac{2c|\eta|\beta_R}{\omega}$  - сплошные кривые от нормированной частоты

$V = \omega b (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} / c$ . Максимальное значение  $E_{ms} \approx 1$  достигается на частоте отсечки  $HE_{12}$ -моды ( $V = 3.832$ ). При  $V = 4.63$   $E = 0$  ( $d\beta_R/d\lambda$  меняет знак), а экстремум  $E_m \approx 0.34$  соответствует  $V \approx 6$ . При  $V > 10$   $\beta_R \approx 6.172c/b^2 n_1 \omega$ ; б - зависимость дисперсии  $D''$  от  $N$  при  $V > 10$ , когда  $\eta \approx 2$  и  $\beta_M \approx n_1 \omega / c - 1.1469 \beta_R$ . Сплошная кривая  $-v_{11}^+ / v_{11}^- = -0.7$ , пунктир  $-v_{11}^+ / v_{11}^- = 0.95$ .

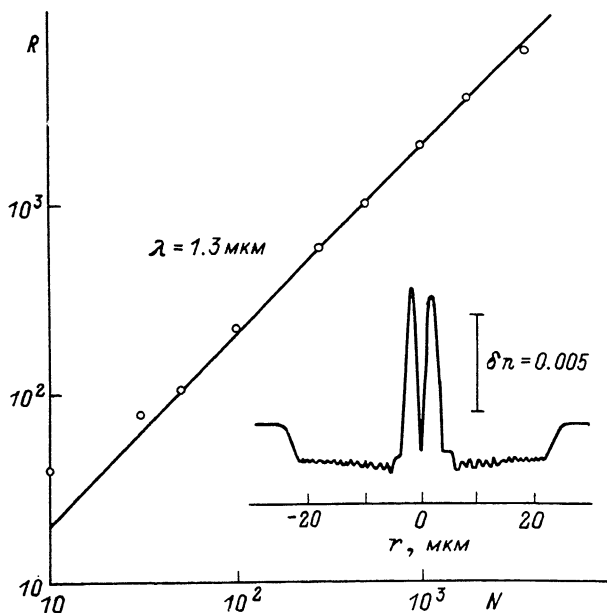


Рис. 2. Зависимость спектральной силы  $R$  от числа осцилляций мощности  $N$ , зарегистрированных при  $\lambda = 1.3$  мкм на выходе ОВС во время вытяжения. Минимальное значение  $\Lambda = 0.2$  нм получено для  $N = 3200$ ,  $l = 65$  мм и соответствует  $R = 6400$ ,  $E = 0.14$ . Проведенная прямая имеет  $|\gamma| = 2$ . На вставке - профиль показателя преломления ОВС.

$n$ -я входная мода, то коэффициент возбуждения  $m$ -й выходной моды после второй неоднородности ( $p=2$ ) равен

$$\rho_{mn} = |E_n^{11}| \left( |E_1^{22}|^2 + |E_2^{22}|^2 \right)^{-1/2} E_m^{22} / E_n^{11} = |\rho_{mn}| \exp i \phi_{mn} = \sum_{s=0}^1 \cos \left[ \psi_1 - \frac{\pi}{2} s \right] \times \cos \left[ \psi_2 + \frac{\pi}{2} (m-n-s) \right] \exp i \left[ (-1)^{n+s} \pi N + \beta_M l + (-1)^n \zeta_1 + (-1)^m \zeta_2 + \alpha_1 + \alpha_2 \right], \quad (2)$$

где  $N = (\beta_R l + \theta_1 + \theta_2) / \pi$  - количество межмодовых биений. Связь коэффициента  $|\rho_{mn}|^2 = (v_{mn}^-)^2 - [(v_{mn}^-)^2 - (v_{mn}^+)^2] \sin^2 \pi N$ ,

где  $v_{mn}^\pm = \cos \left[ \psi_2 \pm \psi_1 + \frac{\pi}{2} (m-n) \right]$  с длиной  $l$  обусловле-

на зависимостью возбуждения выходных мод от разности фаз комплексных амплитуд  $E_1^{21}$  и  $E_2^{21}$ . Различие набега фаз для разных длин волн приводит к синусоидальной зависимости  $|\rho_{mn}(\lambda)|^2$  с полупериодом  $\Lambda$ , которая характеризуется спектральной силой  $R$ :

$$R = \lambda / \Lambda = |\gamma| N = E l / \lambda. \quad (3)$$

Здесь  $\eta = 2\lambda\beta_R^{-1}d\beta_R/d\lambda$  — дисперсионный коэффициент, а  $E$  — спектральная эффективность. Хроматическая дисперсия может быть представлена в следующей форме:

$$D_{mn} = \frac{\omega^2}{2\pi c l} \frac{d^2 \phi_{mn}}{d\omega^2} = D_{mn}^M + D_{mn}^G, \quad (4)$$

где член, не зависящий от материальной дисперсии, имеет вид

$$2\pi c l D_{mn}^G = lV^2 \frac{d^2 \beta_m}{dV^2} + (-1)^n \frac{\pi \eta N}{4|\beta_{mn}|^2} v_{mn}^- v_{mn}^+ \times \\ \times \left\{ \eta + 2 + \frac{\pi \eta N}{|\beta_{mn}|^2} \left[ (v_{mn}^-)^2 - (v_{mn}^+)^2 \right] \sin 2\pi N \right\}. \quad (5)$$

Здесь  $V$  — нормированная частота и предполагается, что  $d\eta/dV=0$ . Для больших  $N$   $D_{mn}^G \propto N^2$  превосходит член, связанный с материальной дисперсией  $D_{mn}^M \propto N$ , и определяет знак  $D_{mn}$ . При отрицательных значениях  $D_{mn}$  учет нелинейной связи мод на промежуточном участке может приводить к временному сжатию световых импульсов [2].

Рассмотренный случай можно реализовать с помощью одномодового волоконного световода (ОВС) с биконическим участком [3], на котором входная  $HE_{11}$ -мода возбуждает лишь  $HE_{1m}$ -моды, имеющие аналогичную аксиальную симметрию. На тонком промежуточном участке можно пренебречь слабоволноводной сердцевинной [1] и рассматривать световод с волноведущим разделом кварц-воздух, параметры которого при возбуждении  $HE_{11}$ - и  $HE_{12}$ -мод приведены на рис. 1.

Отметим, что соотношения (1-5), записанные для двух мод, остаются справедливыми и для одномодовых волоконных ответвителей  $X^-$  типа при замене  $\beta_{nn}$  и  $\beta_{nm} (n \neq m)$  амплитудными коэффициентами прохождения и перекачки  $HE_{11}$ -мод каждого из ОВС, а  $\beta_R$  — константой связи.

Экспериментально исследовалось возбуждение  $HE_{11}$ -моды на биконическом участке, изготовленном вытяжением ОВС с профилем показателя преломления, приведенном на вставке рис. 2. Поскольку высшие моды в невозмущенном ОВС являются оболочечными, покрытие световода эффективно поглощало их на входе и выходе биконического участка, что позволяло наблюдать мощность выходной  $HE_{11}$ -моды. Результаты измерения спектрального интервала  $\Delta$  и  $N$  для  $\lambda \approx 1.3$  мкм представлены на рис. 2 и для  $N > 50$  согласуются с (3) при  $|\eta| = 2$ . Для  $N < 50$ , когда размер сечения перетяжки более 20 мкм, при вычислении  $\eta$  следует учитывать влияние профиля показателя преломления ОВС. Глубокие осцилляции выходной мощности позволяют проводить эффективную спектральную фильтрацию (рис. 3,а). Несинусоидальный спектр с увеличенной областью свободной дисперсии наблюдался для ОВС с несколькими биконическими участками (рис. 3,б).

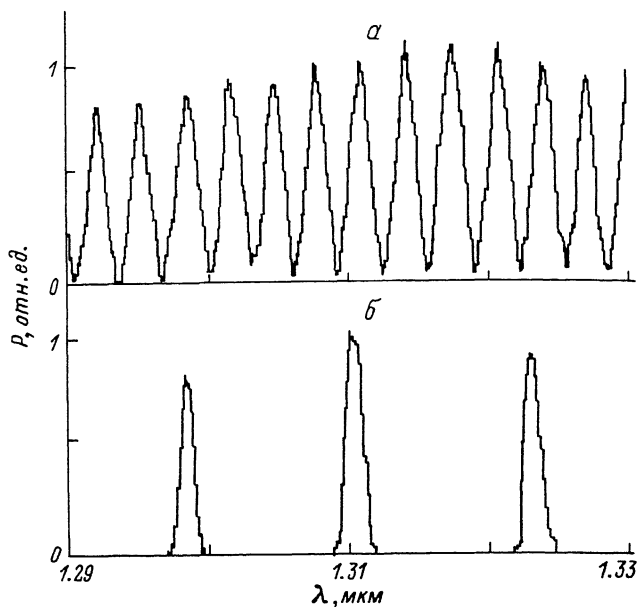


Рис. 3. Спектры пропускания. а - биконическая неоднородность с  $N = 400$ ; б - четыре последовательные биконические неоднородности с  $N_1 = 1.33 \cdot N_2 = 2 \cdot N_3 = 4 \cdot N_4 = 400$  и  $\Lambda_4 = 2\Lambda_3 = 3\Lambda_2 = 4\Lambda_1 = 6.5$  нм, разделенные участками ОВС, поглощающими высшие моды.

Таким образом, введение в ОВС биконических неоднородностей приводит к сильной спектральной зависимости пропускания  $HE_{11}$ -моды ( $\Lambda = 0.2$  нм,  $R = 6400$ ) при малых избыточных потерях ( $\gamma > -0.5$  дБ).

### Л и т е р а т у р а

- [1] Булушев А.Г., Гуров Ю.В., Махоткин В.Е., Охотников О.Г., Пак В.Г., Шурухин Б.П. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 23, с. 1457.
- [2] Winful H.G. - Appl. Phys. Lett., 1985, v. 46, N 6, p. 527.
- [3] Lacroix S., Gauthier F., Black R.J., Bures J. - Technical Digest, 13th ECOC, 1987, v. 1, p. 219.