

06; 07

© 1990 г.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МОД В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ НА ОСНОВЕ ФОТОРЕФРАКТИВНОЙ СРЕДЫ КЕРРОВСКОГО ТИПА

Э. А. Сморгонская, Е. И. Шифрин

Проведен анализ явления преобразования мод, связанного с нелинейными оптическими свойствами планарного волновода. Рассмотрена нелинейная среда керровского типа, в которой при распространении света происходит изотропное изменение показателя преломления, пропорциональное квадрату напряженности электрического поля световой волны. Для TE -волн получены выражения, позволяющие рассчитать интенсивность всех направляемых и излучательных мод, возникающих при одномодовом возбуждении. Численные расчеты выполнены для волновода на основе стеклообразного полупроводника As_2S_3 , обладающего значительным по величине эффектом фоторефракции (соответствующее значение коэффициента нелинейности $n_2 \sim 10^{-7}$ см²/Вт при $\lambda=0.63$ мкм). Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными.

Введение

В работе [1] была высказана идея и создан на основе полупроводниковой нелинейно-оптической среды планарный волновод с дифракционной решеткой, обладающий оптической бистабильностью. Благодаря резонансным свойствам волновода в нем удается реализовать интенсивность света, достаточную для такого изменения показателя преломления Δn , которое обеспечивает переключение из одного состояния пропускания в другое. В [1] было показано, что в случае волновода на Si, обладающем оптической нелинейностью керровского типа

$$\Delta n \sim |n_2| |E|^2, \quad (1)$$

где E — напряженность электрического поля световой волны в волноводе, n_2 — коэффициент нелинейности, и кубической восприимчивостью $\chi^{(3)} \sim \sim 10^{-8}$ ед. CGSE на длине волны $\lambda=1.06$ мкм при оптимальных геометрических параметрах оптическое переключение происходит при интенсивности падающего света 1 МВт/см². Однако если условия для наблюдения бистабильности в волноводе не достигаются (недостаточно резкий контур ввода излучения по углу или не столь высока интенсивность возбуждения), то в среде с высоким значением n_2 или $\chi^{(3)}$ можно ожидать других проявлений нелинейно-оптических свойств, в частности эффекта преобразования мод за счет фоторефракции (ФР). Действительно, при исследовании распространения света в планарном волноводе на основе стеклообразного халькогенидного полупроводника (ХСП) As_2S_3 [2] была обнаружена передача мощности от возбуждаемой TE_1 -моды в побочные TE_0 - и TE_2 -моды, зависящая от интенсивности возбуждения. В то же время, как было показано в [3, 4], благодаря высокой плотности локализованных состояний в запрещенной зоне ХСП обладают значительными по величине эффектами ФР и фотопоглощения. В области слабой дисперсии величина n_2 пропорциональна коэффициенту поглощения, так что при $\lambda=0.63$ мкм в As_2S_3 $n_2 \sim 10^{-7}$ см²/Вт [4].

В настоящей работе проводится теоретический анализ явления преобразования мод в нелинейном планарном волноводе (НПВ) на основе керровской фото-

рефрактивной среды. Конкретные расчеты выполнены для НПВ из As_2S_3 . Это связано с тем, что волноводные свойства ХСП интенсивно исследуются экспериментально [5], так как эти материалы считаются перспективными для создания элементов интегральной оптики ИК диапазона.

Основные соотношения

Физическая сущность фоторефрактивного механизма преобразования мод состоит в следующем. При вводе излучения в НПВ толщиной $\sim 1-2$ мкм на его входе формируется электромагнитное поле достаточно высокой напряженности, так что свет испытывает самовоздействие из-за модуляции показателя преломления, пропорциональной квадрату амплитуды поля в данной точке НПВ (соотношение (1)). ФР приводит к перераспределению поля внутри и вне волноводной пленки. Однако при распространении света в НПВ имеет место заметное затухание: в As_2S_3 коэффициент затухания $D \geq 3$ дБ/см, так что связанное

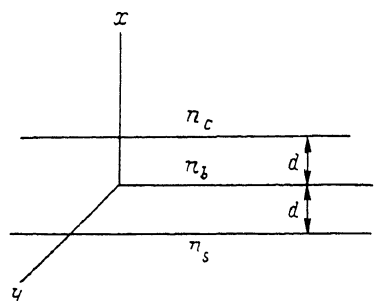


Рис. 1. Схема рассматриваемого планарного волновода.

с ФР перераспределение поля происходит лишь на небольшом участке в области ввода; вдали же от него НПВ можно считать невозмущенным (линейным). Искаженная на начальном участке световая волна, попадая в невозмущенный участок, распадается на моды невозмущенного волновода, которые и регистрируются на выходе НПВ. Преобразование мод в НПВ происходит на конечном участке пути распространения, где величина Δn изменяется от своего максимального значения до нуля. Точный анализ эффекта преобразования мод поэтому представляет собой непростую задачу. Разумные же оценки эффекта можно получить при решении упрощенной модельной задачи, что и делается в настоящей работе.

Пусть искаженная за счет ФР мода НПВ падает на невозмущенный участок, собственные моды которого, как известно, образуют полную ортонормированную систему функций [6]. Если распределение поля в искаженной моде найдено, то его можно представить в виде разложения по собственным модам невозмущенного волновода. Квадраты соответствующих коэффициентов разложения определяют долю мощности, регистрируемую в данной моде на выходе НПВ.

На рис. 1 приведена схема НПВ, представляющего собой пленку полупроводника толщиной $h=2d$ с показателем преломления n_f , помещенную между толстыми диэлектрической подложкой и покровным слоем с показателями преломления n_s и n_c соответственно. Потери на поглощение не рассматриваются: n_f , n_s и n_c вещественны. Ограничимся также рассмотрением лишь TE -волн, для которых отлична от нуля лишь y -компонента вектора E : $E_y \neq 0$. Будем считать, что материал пленки оптически изотропен, так что возникающая в ней благодаря ФР нелинейная поляризация не меняет характер TE -волны. Тогда волновое уравнение, описывающее поле в НПВ с ФР кееровского типа, имеет вид (магнитная проницаемость $\mu \equiv 1$)

$$\nabla^2 E_y^{(NL)} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon + \chi^{(3)}) |E_y^{(L)}|^2 E_y^{(NL)}, \quad (2)$$

где линейная диэлектрическая проницаемость ϵ определена как $\epsilon = n_c^2$ при $x > d$, $\epsilon = n_f^2$ при $-d \leq x \leq d$ и $\epsilon = n_s^2$ при $x < -d$. Нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)} = 0$ при $|x| > d$ и $\chi^{(3)} = \chi_f^{(3)}$ при $|x| \leq d$.

Решение (2) ищем в виде распространяющейся в направлении z волны

$$E_y^{(NL)} = E_y^{(NL)}(x) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad (3)$$

где $E_y^{(NL)}(x)$ — амплитуда поля, ω — частота света, β — постоянная распространения.

Подставляя (3) в (2), получим уравнение для $E^{(NL)}(x)$

$$\frac{\partial^2 E^{(NL)}}{\partial x^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E^{(NL)} + \alpha E^{(NL)3} = 0, \quad (4)$$

где $k^2 = \omega^2/c^2$, n — линейный показатель преломления, $\alpha = \chi^{(3)} \omega^2/c^2$.

Граничные условия непрерывности поля и его производной в направлении x , перпендикулярном плоскости пленки, имеют вид

$$E_f = E_c; \quad \frac{\partial E_f}{\partial x} = \frac{\partial E_c}{\partial x} \quad \text{при } x = d, \quad (5a)$$

$$E_f = E_s; \quad \frac{\partial E_f}{\partial x} = \frac{\partial E_s}{\partial x} \quad \text{при } x = -d. \quad (5b)$$

Уравнение (4) в области $|x| \leq d$ по форме совершенно аналогично известному уравнению одномерного ангармонического осциллятора с кубической возвращающей силой [7]. Поэтому решение его естественно искать методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения возьмем решение, соответствующее направляемой моде с номером ν в отсутствие ФР,

$$E_\nu(x) = \begin{cases} E_{f\nu} = A_\nu \cos(\kappa_\nu x + \varphi_\nu), & |x| \leq d, \\ E_{c\nu} = A_\nu \cos(\kappa_\nu d + \varphi_\nu) e^{-\gamma_{c\nu}(x-d)}, & x > d, \\ E_{s\nu} = A_\nu \cos(\kappa_\nu d - \varphi_\nu) e^{\gamma_{s\nu}(x+d)}, & x < -d, \end{cases} \quad (6)$$

где A_ν — амплитудный коэффициент, φ_ν — фазовый сдвиг.

Пространственные постоянные распространения определены обычным образом

$$\kappa_\nu^2 = k^2 n_{f0}^2 - \beta_\nu^2, \quad (7a)$$

$$\gamma_{c\nu}^2 = \beta_\nu^2 - k^2 n_c^2, \quad (7b)$$

$$\gamma_{s\nu}^2 = \beta_\nu^2 - k^2 n_s^2. \quad (7b)$$

Граничные условия (5a), (5b) дают выражения, из которых определяются постоянные распространения β_ν и соответствующие сдвиги фаз φ_ν ,

$$2\kappa_\nu d - \operatorname{arctg} \frac{\gamma_{c\nu}}{\kappa_\nu} - \operatorname{arctg} \frac{\gamma_{s\nu}}{\kappa_\nu} = \nu\pi, \quad (8)$$

$$\varphi_\nu = \frac{1}{2} \left(\operatorname{arctg} \frac{\gamma_{c\nu}}{\kappa_\nu} - \operatorname{arctg} \frac{\gamma_{s\nu}}{\kappa_\nu} \right) + (-1)^\nu \frac{\pi}{2} \nu. \quad (9)$$

Следует отметить, что для симметричного волновода, когда $n_c = n_s$, $\varphi_\nu = (-1)^\nu (\pi/2) \nu$ и моды волновода являются либо четными, либо нечетными функциями x (четные и нечетные моды соответственно).

Пользуясь результатами [7], запишем решение уравнения (4) во втором приближении для ν -й моды

$$E_\nu^{(NL)}(x) = \begin{cases} E_{f\nu}^{(NL)} = A_\nu \cos[(\kappa_\nu + \Delta\kappa_\nu)x + \varphi_\nu + \Delta\varphi_\nu] + \\ + \frac{\alpha_f A_\nu^3}{32\kappa_\nu^2} \cos[3(\kappa_\nu + \Delta\kappa_\nu)x + 3(\varphi_\nu + \Delta\varphi_\nu)], & |x| \leq d, \quad (10a) \\ E_{c\nu}^{(NL)} = E_{f\nu}^{(NL)}(d) e^{-(\gamma_{c\nu} + \Delta\gamma_{c\nu})(x-d)}, & x > d, \quad (10b) \\ E_{s\nu}^{(NL)} = E_{f\nu}^{(NL)}(-d) e^{(\gamma_{s\nu} - \Delta\gamma_{s\nu})(x+d)}, & x < -d. \quad (10b) \end{cases}$$

Здесь $\Delta\kappa_\nu \ll \kappa_\nu$ — связанное с ФР изменение пространственной постоянной распространения κ_ν , ν -й моды поля внутри НПВ.

Величина этого изменения пропорциональна квадрату амплитуды поля

$$\Delta\kappa_\nu = \frac{3\alpha_f A_\nu^2}{8\kappa_\nu}. \quad (11)$$

Изменения пространственных постоянных вне фоторефрактивной пленки $\Delta\gamma_{cy}$ и $\Delta\gamma_{sv}$, а также фазового сдвига $\Delta\varphi$, определяются из граничных условий (5а), (5б), которым должно удовлетворять решение (10). Соотношения между $\Delta\gamma_{cy}$, $\Delta\gamma_{sv}$, $\Delta\varphi$ и Δz_y легко получаются дифференцированием выражений (8), (9) с использованием (7)

$$\Delta\gamma_{cy} = \left(2d + \frac{\gamma_{cy}}{z_y^2 + \gamma_{cy}^2} + \frac{\gamma_{sv}}{z_y^2 + \gamma_{sv}^2} \right) \left(\frac{1}{z_y^2 + \gamma_{cy}^2} + \frac{1}{z_y^2 + \gamma_{sv}^2} \frac{\gamma_{cy}}{\gamma_{sv}} \right)^{-1} \frac{\Delta z_y}{z_y}, \quad (12)$$

$$\Delta\gamma_{sv} = \frac{\gamma_{cy}}{\gamma_{sv}} \Delta\gamma_{cy}, \quad (13)$$

$$\Delta\varphi_y = - \left(d + \frac{\gamma_{cy}}{z_y^2 + \gamma_{cy}^2} \right) \Delta z_y + \frac{z_y}{z_y^2 + \gamma_{cy}^2} \Delta\gamma_{cy}. \quad (14)$$

Амплитудный коэффициент определяется, как обычно, из условия нормировки по интенсивности света P_y , переносимой данной модой по волноводу в направлении z через единицу его ширины в направлении y [6],

$$A_y = \left\{ \frac{16\pi\omega P_y}{c^2\beta_y \left[d + \frac{1}{2}(\gamma_{cy}^{-1} + \gamma_{sv}^{-1}) \right]} \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

Выражения (10) с учетом (11)—(15) описывают распределение поля световой волны в TE -моды, сформировавшейся на входе НПВ с ФР керровского типа. Здесь уместно отметить, что в работе [1] детально решалась задача о вводе излучения в НПВ керровского типа через дифракционную решетку. Для амплитуды поля в [1] получалось вместо уравнения (4) нелинейное дифференциальное уравнение в частных производных 2-го порядка (E_y зависело от x и z), которое решалось путем итераций. В нашем же случае предполагается, что в НПВ каким-то способом уже сформировалась бегущая волна (3), амплитуда которой в отсутствие поглощения не зависит от z .

Теперь поле направляемой TE -моды НПВ представим в виде суперпозиции мод линейного волновода без ФР. Разложение $E_y^{(NL)}$ (x) должно включать суммирование по направляемым модам невозмущенного волновода $E_\mu^\mu(x)$ с дискретным индексом μ и по излучательным подложковым $E^{(s)}$ (ρ, x) и подложко-покровным модам $E^{(sc)}$ (ρ, x) с непрерывным индексом ρ

$$E_y^{(NL)} = \sum_\mu C_{y\mu} E_\mu^\mu + \int q_y^s(\rho) E^{(s)}(\rho) d\rho + \int q_y^{sc}(\rho) E^{(sc)}(\rho) d\rho, \quad (16)$$

$C_{y\mu}$, $q_y^s(\rho)$ и $q_y^{sc}(\rho)$ — соответствующие коэффициенты разложения, вычисляемые по формулам [6]

$$C_{y\mu} = \frac{4\pi\beta_\mu}{\omega c^2 P_y} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(NL)} E_\mu^{\mu*} dx, \quad (17)$$

$$q_y^{s, sc}(\rho) = \frac{4\pi\beta}{\omega c^2 P_y} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^{(NL)} E^{(s, sc)*}(\rho) dx. \quad (18)$$

Пределы интегрирования по ρ в (16) и далее определяются диапазонами изменения постоянной распространения β для подложковых мод $kn_c \leq \beta \leq kn$, и подложко-покровных мод $0 \leq \beta \leq kn_c$.

В выражении (16) не включено интегрирование по вещественным ρ , соответствующее мнимым значениям $\beta = -i|\beta|$ ($0 < |\beta| < \infty$), т. е. затухающим модам непрерывного спектра. Последние, как известно, также являются решениями уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхностях волновода, однако они не уносят мощность, поэтому обычно не рассматриваются при изучении потерь на излучение [6].

Доля мощности, переносимая μ -й направляемой модой в результате преобразования мод при переходе от нелинейного участка НПВ к линейному, составляет

$$P_\mu/P_y = |C_{y\mu}|^2. \quad (19)$$

Доля излучательных потерь мощности при таком преобразовании определяется суммой

$$P^{изл}/P_v = |C_v^s|^2 + |C_v^{sc}|^2,$$

где

$$|C_v^s|^2 = \int |q_v^s(\rho)|^2 d\rho, \quad (20)$$

$$|C_v^{sc}|^2 = \int |q_v^{sc}(\rho)|^2 d\rho. \quad (21)$$

Выражения (17), (18) легко вычисляются аналитически. При интегрировании в (20) и (21) в указанных выше диапазонах изменения учитываются все волны излучения, выходящие в подложку и воздух под углами от 0 до $\pi/2$ относительно нормали к плоскости пленки.

Результаты расчетов

Численные расчеты выполнены для НПВ из стеклообразного As_2S_3 , нанесенного на стеклянную подложку: $n_{p0}=2.4$, $n_s=1.5$, $n_c=1$, $h=1.5$ мкм. Интенсивность возбуждения, приходящаяся на единицу ширины НПВ в направлении

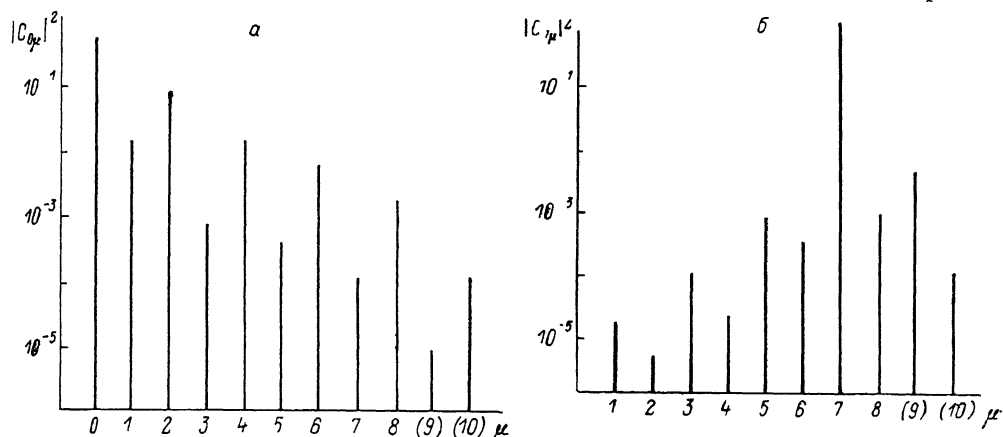


Рис. 2. Распределение мощности между собственными модами на выходе НПВ в отн. ед. при возбуждении TE_0 - (а) и TE_7 -модами (б) мощностью 0.6 Вт/см.

Индексы 9 и 10 относятся к нечетным и четным подложко-покровным модам соответственно.

нии y , P_v , варьировалась в пределах двух порядков величины — от 0.1 до 10 Вт/см. Следует отметить, что при высоких значениях P_v (2—10 Вт/см) $(\Delta x_v)/x_v \ll 1$ и метод последовательных приближений для нахождения распределения поля $E^{(N/L)}(x)$ оказывается неприменимым. Предел применимости метода по интенсивности P_v , естественно, растет с ростом индекса моды ν (ростом x_v).

В НПВ данной геометрии с указанными оптическими параметрами могут распространяться всего 9 направляемых TE -мод: $\nu, \mu=0-8$. Нами рассчитаны доли мощности, переносимые всеми направляемыми и излучательными модами НПВ при возбуждении любой из направляемых мод в зависимости от интенсивности возбуждения. В несимметричном волноводе ($n_c \neq n_s$) распределение поля не является четной или нечетной функцией x , поэтому в нем возможна передача мощности между модами разной четности.¹ В симметричном волноводе ($n_c = n_s$) возможно перераспределение мощности между модами только одинаковой четности. В частности, для направляемых мод $|C_{\nu\mu}|^2 \neq 0$ только при $|\nu - \mu| = 2p$, $p = (0-4)$.

Рис. 2—5 иллюстрирует наиболее интересные результаты расчетов, описывающие типичные особенности эффекта преобразования мод в НПВ с ФР керров-

¹ Напомним, что под четностью мод несимметричного волновода принято понимать четность мод соответствующего симметричного волновода, у которого $n_c \rightarrow n_s$ (см., например, [8]).

ского типа. Общей особенностью таких НПВ является малость излучательных потерь в рассмотренном интервале интенсивностей возбуждения (до 0.5 %), причем нелинейные утечки определяются в основном подложко-покровными модами. Доля мощности подложковых мод более чем на 5 порядков ниже по сравнению с подложко-покровными модами.

На рис. 2 в виде гистограмм в логарифмическом масштабе показаны относительные интенсивности направляемых и подложко-покровных мод, возбуждаемых самой низшей TE_0 -волной (а) и одной из высших TE_7 -волной (б) при интенсивности возбуждения 0.6 Вт/см. На рис. 3—5 в двойном логарифмическом масштабе показаны зависимости относительных интенсивностей направляемых мод $|C_{\nu\mu}|^2$ и подложко-покровных мод $|C_{\nu c}|^2$ на выходе НПВ, возбуждаемого

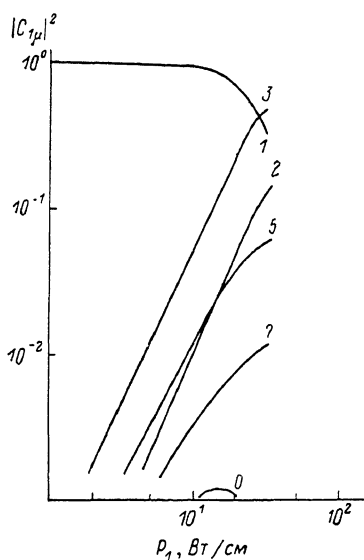


Рис. 3. Зависимость относительных интенсивностей направляемых мод на выходе НПВ от мощности возбуждения TE_1 -модой.

Номера кривых соответствуют индексам мод.

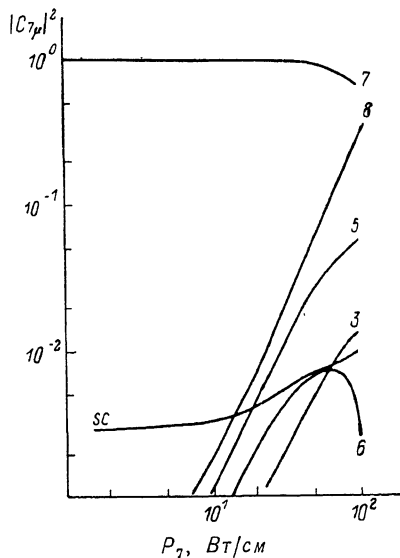


Рис. 4. Зависимость относительных интенсивностей направляемых и излучательных мод на выходе НПВ от мощности возбуждения TE_7 -модой.

Номера кривых соответствуют индексам мод, sc — интенсивность нечетных подложко-покровных мод.

TE_1 -, TE_7 - и TE_8 -волнами от уровня возбуждения P_ν ($\nu=1, 7, 8$). Из рис. 2—5 видно, что эффект возгорания побочных направляемых мод растет с понижением номера возбуждаемой моды ν . Например, при интенсивности TE_0 -волны ~ 1 Вт/см в побочные моды преобразуется до ~ 40 % мощности, в то время как при той же интенсивности TE_7 -волны всего 0.6 %. Потери же на излучение, связанные с ФР, как правило, выше для более высоких мод.

Преобразование мод в НПВ с ФР, как видно из рис. 3—5, является существенно нелинейным процессом по интенсивности возбуждения. Хотя при ФР керровского типа $\Delta n \sim P_\nu$ для большинства побочных направляемых мод $|C_{\nu\mu}|^2$ сверхлинейно зависит от P_ν , так что волноводная методика оказывается более чувствительной к ФР при возбуждении в области прозрачности, чем традиционные двухлучевые измерения. Исключение составляют ближайшие низшие моды с $\mu=\nu-1$, интенсивность которых в некотором интервале P_ν сублинейна и далее убывает с ростом P_ν : например, кривые 0, 6, 7 на рис. 3, 4 и 5 соответственно.

Передача мощности от возбуждаемой моды к побочным наиболее эффективна для соседних мод той же четности с более высоким индексом, т. е. при $\mu=\nu+2$. Так, для TE_1 -моды наиболее интенсивно возгорается TE_3 -мода; правда, доля мощности в TE_2 -моду растет с возбуждением быстрее, чем в TE_3 (рис. 3). При $P_1 > 2$ Вт/см TE_3 -мода становится сопоставима с TE_1 по интенсивности. В этой области значений P_1 неравенство $\Delta x_1/x_1 \ll 1$ не выполняется, $|C_{13}|^2 \sim$

$\sim |C_{11}|^2$ и, как уже отмечалось, расчет теряет точность. При $|C_{13}|^2 \sim |C_{11}|^2$ следовало бы учитывать вклад в ФР от возгорающейся TE_3 -моды. Аналогично при $P_7 \geq 10$ Вт/см $\Delta x_7/x_7 \sim 1$ и $|C_{78}|^2 \sim |C_{77}|^2$ (рис. 4). Характерно, что для TE_7 -моды преобразование в высшую моду другой четности с $\mu=8$ является наиболее эффективным.

Излучательные потери при ФР в НПВ, как это видно из рис. 4, 5 (кривые sc), невелики, при невысоких уровнях возбуждения слабо зависят от P_0 и могут даже убывать с ростом P_0 . Это связано, по-видимому, с особенностями самофокусировки излучения в НПВ. При высоких P_0 излучательные потери растут и тем более резко, чем выше индекс ν .

Полученные нами результаты качественно совпадают с экспериментальными данными для НПВ на основе стеклообразного As_2S_3 [2]. На эксперименте при возбуждении TE_1 -моды, действительно, нелинейное возгорание TE_2 -моды оказывалось более эффективным, чем для TE_0 -моды. Этот факт является важным подтверждением рассмотренного фото-рефрактивного механизма преобразования мод в НПВ на основе As_2S_3 . Наблюдав-

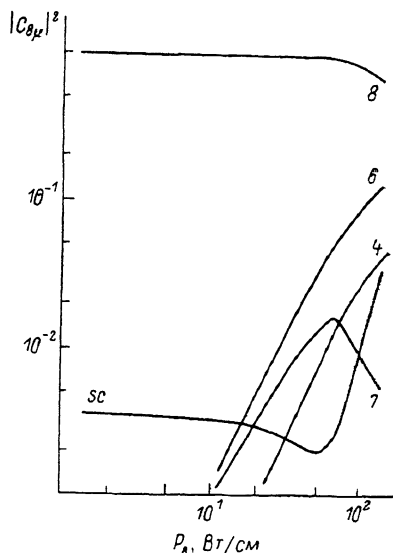


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при возбуждении НПВ TE_3 -модой.

sc — интенсивность четных подложко-покровных мод.

шиеся в [2] нелинейные потери связаны, по-видимому, не с излучением из НПВ, а с фотопоглощением в пленке As_2S_3 , которое в настоящем расчете не учитывалось.

Детальное количественное сопоставление расчета с экспериментом для As_2S_3 пока не представляется возможным из-за трудностей реализации одномодового режима ввода излучения в НПВ.

Список литературы

- [1] Vincent P., Paraire N., Neviere M. et al. // J. Opt. Soc. Am. В. 1985. Vol. 2. N 7. P. 1106—1116.
- [2] Виноградов А. Ю., Сморгонская Э. А., Шифрин Е. И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 7. С. 642—645.
- [3] Мазец Т. Ф., Павлов С. К., Сморгонская Э. А., Шифрин Е. И. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 13. С. 802—806.
- [4] Калмыкова Н. П., Мазец Т. Ф., Павлов С. К. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 8. С. 739—742.
- [5] Андриеш А. М., Пономарь В. В., Смирнов В. Л., Миронос А. В. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 6. С. 1093—1117.
- [6] Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974. 416 с.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика, М.: Наука, 1988. 116 с.
- [8] Когельник Г. Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978. С. 64.

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

Поступило в Редакцию
7 июля 1988 г.
В окончательной редакции
9 марта 1989 г.