

09
© 1992 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛЫХ ИК ВОЛНОВОДОВ

В. Г. Артюшенко, К. И. Калайджян, М. М. Миракян

Рассматриваются вопросы возбуждения полых металлических волноводов (ПМВ) среднего ИК диапазона. Получены расчетные и экспериментальные зависимости эффективности возбуждения ПМВ, оперирующих в маломодовом режиме, от параметров излучения накачки и параметров возможных рассогласований при стыковке типа волновод—волновод, лазер—волновод.

Введение

В настоящее время особую актуальность приобрели работы по созданию и исследованию металлических волноводов (ПМВ), обладающих достаточной гибкостью и способных с малыми потерями транспортировать излучение мощных лазеров среднего ИК диапазона (Er , CO , CO_2 лазеров) [1—3]. Было показано, что такие волноводы уже сейчас успешно применяются в установках лазерной медицины для доставки излучения в зону воздействия [4].

Одним из основных вопросов при разработке волноводных кабелей является эффективное возбуждение низших мод полого волновода. Оттого, как распределяется между направляемыми модами вводимая в ПМВ мощность, зависят полные потери и распределение поля на выходе из волновода, а значит, и плотность мощности в зоне воздействия.

В настоящей работе рассматривается эффективность возбуждения волноводных TE -мод плоского ПМВ в зависимости от параметров волноводов и возбуждаемого излучения. Исследуется также стыковка двух волноводов.

Теория

Падающая на входной торец волновода электромагнитная волна с проекцией E_y в плоскости торца ($z = 0$) разбивается на ряд колебаний (рис. 1):

$$E_y = \sum_{m=1}^M E_m = \sum_{m=1}^M A_m \sin \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right), \quad (1)$$

где M — число волноводных мод ($M \approx 2a/\lambda$); a — высота волновода; λ — длина волны излучения; x — поперечная координата; $\sin(m\pi/a)(x + a/2)$ характеризует поперечное распределение поля моды; A_m — амплитуда m -й моды, которая определяется из (1) с помощью условия ортогональности мод волновода $\int_x E_m E_n^* dx = 0$ и равна

$$A_m = \frac{2a/2}{a} \int_{-a/2}^{a/2} E_y \sin \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) dx. \quad (2)$$

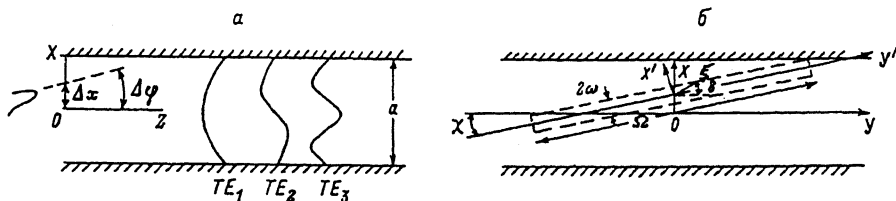


Рис. 1. Возбуждение ПМВ гауссовым пучком.
 а — в плоскости XOZ , б — в плоскости XOY .

Эффективность возбуждения m -й моды (f_m) определяется как доля мощности, перешедшая от источника накачки в моду m -го порядка, и равна:

$$f_m = \frac{\int_{-a/2}^{a/2} |E_m|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx} = \frac{\frac{2}{a} \left| \int_{-a/2}^{a/2} E_y \sin \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2}\right) dx \right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_y|^2 dx}. \quad (3)$$

Рассмотрим некоторые случаи возбуждения ПМВ, представляющие практический интерес.

а) Возбуждение волновода гауссовым пучком. При возбуждении волновода гауссовым пучком основная TEM_{00} мода с радиусом Ω фокусируется цилиндрической линзой на торец ПМВ, при этом распределение в фокусе линзы остается гауссовым с полушириной Ω вдоль оси y' перетяжки и с полушириной $\omega = F\lambda/\pi\Omega$ вдоль оси x' (рис. 1). С учетом возможных угловых и поперечных смещений, смысл которых ясен из рис. 1, и с заменой переменной интегрирования $\xi = x/a$ выражение (3) преобразуется к виду

$$f_m = \left(\frac{32}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\cos^2 \delta}{\eta} \left| \int_{-1/2}^{1/2} \sin \left[m\pi\left(\xi + \frac{1}{2}\right)\right] \exp \left[-\frac{4(\xi - \rho)^2}{\eta^2} - i\rho\pi\xi \right] d\xi \right|^2. \quad (4)$$

Экспонента под знаком интеграла характеризует распределение падающего на торец поля в системе координат, связанной с волноводом. В (4) введены нормированные параметры $\eta = (2\omega)/a$, $\varphi = \Delta\varphi/\theta$ — угловое смещение в плоскости XOZ ; $\theta = \lambda/2a$ — угловое расстояние между соседними модами, δ — угол между вектором поляризации возбуждающего поля и осью y ; $\rho = (\Delta x + y_x)/a$ — поперечное смещение. Зависимость ρ от φ обусловлена возможным углом разъюстировки между осью y волновода и осью y' перетяжки.

В (4) мы не ввели продольное смещение Δz , поскольку продольный размер перетяжки сравнительно велик ($l \approx 2\pi \omega^2/\lambda$) и составляет несколько миллиметров для среднего ИК диапазона, поэтому изменение f_m в этих пределах незначительно.

б) Эффективность связи двух волноводов. Рассмотрим передачу излучения от волновода 1 высотой a_1 к волноводу 2 высотой a_2 , состыкованных друг с другом. Предположим, что в первом волноводe распространяется только TE_1 -мода. Тогда, подставляя в (3) вместо поля накачки E_y поле TE_1 -моды, на выходе из волновода 1 получим для эффективности возбуждения моды n -го порядка второго волновода

$$f_{1n} = 4 \frac{a_2}{a_1} \cos^2 \chi \left| \int_{-1/2}^{1/2} \cos \left[\frac{a_2}{a_1}\pi(\xi - \rho)\right] \sin \left[m\pi\left(\xi + \frac{1}{2}\right)\right] \exp(-i\rho\pi\xi) d\xi \right|^2. \quad (5)$$

Здесь $\eta = x/a_2$ и интегрирование ведется в поперечном сечении второго волновода. Поскольку вектор поляризации TE_1 -моды возбуждающего волновода всегда параллелен отражающим стенкам ПМВ, то фактически $\delta = \chi$ (ср. с (4)). Вычисляя интеграл (5), для некоторых частных случаев получим 1) поперечное смещение одинаковых копланарных волноводов ($\varphi = 0, \chi = 0, a_1 = a_2$).

$$f_{1n} = \begin{cases} \frac{4}{\pi^2} \left[\frac{n \sin \pi \rho \cos n\pi + \sin n\pi \rho}{n^2 - 1} \right]^2, & |\rho| \leq 1, \\ 0, & |\rho| > 1, \end{cases} \quad (6)$$

2) угловое смещение одинаковых волноводов ($\rho = \chi = 0, a_1 = a_2$)

$$f_{1n}(\varphi) = \frac{16\varphi^2 n^2 \cos^2 [(\varphi + n)\frac{\pi}{2}]}{[(\varphi + n)^2 - 1]^2 [(\varphi - n)^2 - 1]^2 (\frac{\pi}{2})^2}, \quad (7)$$

3) волноводы без смещений ($\rho = \chi = \varphi = 0, a_1 \neq a_2$)

$$f_{1n} = \begin{cases} \frac{a_2}{a_1} \sin^2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) \left[\frac{\sin \left[\left(n - \frac{a_2}{a_1} \right) \frac{\pi}{2} \right]}{\left(n - \frac{a_2}{a_1} \right) \frac{\pi}{2}} + \frac{\sin \left[\left(n + \frac{a_2}{a_1} \right) \frac{\pi}{2} \right]}{\left(n + \frac{a_2}{a_1} \right) \frac{\pi}{2}} \right]^2, & \frac{a_2}{a_1} \leq 1 \\ 4 \frac{a_1}{a_2} \frac{\sin^2 \frac{n\pi}{2} \cos^2 \left(\frac{n\pi}{2} \frac{a_1}{a_2} \right)}{\left[1 - \left(\frac{a_1}{a_2} n \right)^2 \right]^2 \left(\frac{\pi}{2} \right)^2}, & \frac{a_2}{a_1} \geq 1 \end{cases} \quad (8)$$

Что касается зависимости эффективности связи от расстояния Δz , то этот случай несколько усложняется тем, что вместо распределения поля моды волновода I вводится дифракционный интеграл Френеля (дифракция в ближней зоне). Тем не менее можно предположить, что f_{1n} существенно не меняется в пределах ближней зоны, т.е. когда $\Delta z \ll a_2/\lambda$. Так, для $a = 0.3$ мм и $\lambda = 6$ мкм $\Delta z \ll 15$ мм.

Методика эксперимента

Экспериментально определялась эффективность возбуждения волноводных мод. Длина исследуемых волноводов с напыленным алюминиевым отражающим покрытием была равна 18 см, высота 0.3 мм. Ширина распределения возбуждающего гауссова пучка (использовалась TEM_{00} -мода СО лазера) на входе в волновод регулировалась прямоугольной диафрагмой перед цилиндрической линзой. Поперечное смещение подавалось с точностью 10 мкм, а угловое — с точностью 1.67 мрад. В случае стыковки двух волноводов возбуждение второго волновода осуществлялось TE_1 -модой первого волновода. Эффективность возбуждения мод определялась из анализа распределения интенсивности выходного излучения, просканированного в дальней зоне. Число мод, эффективность возбуждения которых с учетом межмодовой интерференции можно было определить, не превышало двух (с увеличением числа возбуждаемых мод возникает сложная интерференционная картина в распределении интенсивности, и выделить эффективность возбуждения отдельной моды становится невозможным). В случае по-

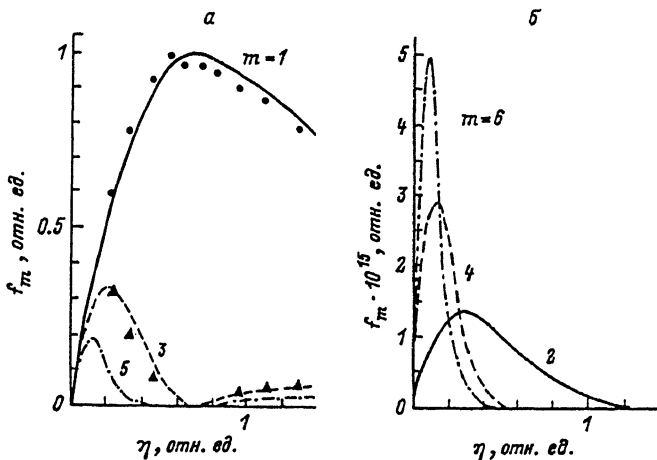


Рис. 2. Зависимость f_m от параметра перетяжки η для нечетных мод (а) и для четных мод (б).

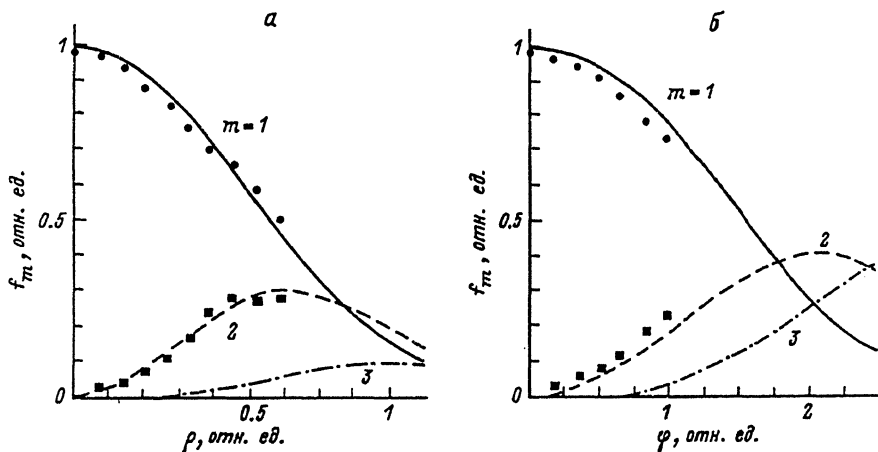


Рис. 3. Зависимость f_m параметра поперечного смещения ρ (а) и параметра углового смещения φ (б).

перечных и угловых смещений это TE_1 - и TE_2 -моды, а в случае возбуждения перетяжками разной ширины (без угловых и поперечных смещений) — TE_1 - и TE_3 -моды.

Обсуждение результатов

На рис. 2, а, б показана зависимость эффективности возбуждения мод от отношения ширины перетяжки гауссова пучка к высоте волновода при идеальном возбуждении волновода (отсутствуют угловые и поперечные смещения, вектор E возбуждающего поля параллелен отражающим плоскостям ПМВ). Видно, что эффективно накачиваются лишь нечетные моды (рис. 2, а). Эффективность возбуждения четных мод на 15 порядков меньше (рис. 2, б), f_1 основной моды достигает своего максимального значения (~ 0.989) при $2\omega/a = 0.7$. При этом

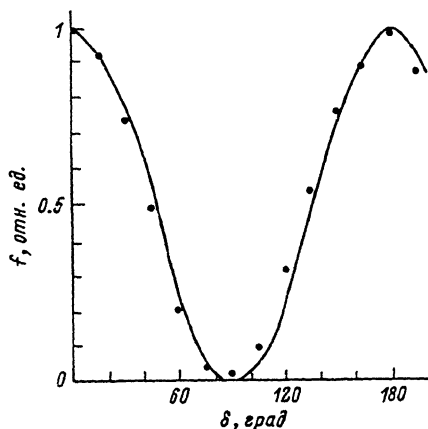


Рис. 4. Зависимость полной эффективности возбуждения f от угла δ .

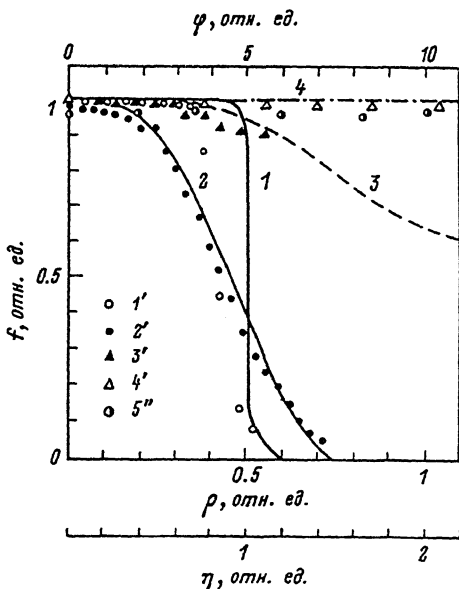


Рис. 5. Зависимость полной эффективности возбуждения f .

1 (1') — от ρ в многомодовом режиме возбуждения ($\eta = 0.15, \varphi = 0$); 2 (2') — от ρ в маломодовом режиме ($\eta = 0.7, \varphi = 0$); 3 (3') — от η ($\rho = \varphi = 0$); 4 — от φ (4' — многомодовый режим, 4'' — маломодовый ($\rho = 0$)).

нечетные моды следующих порядков не возбуждаются и можно сказать, что при соотношении $2\omega/a = 0.7$ в волноводе реализуются одномодовый режим возбуждения (ОРВ). Наличие поперечного или углового смещения приводит к нарушению ОРВ, начинают возбуждаться моды как четных, так и нечетных порядков (рис. 3, а, б).

Если ось y' перетяжки не параллельна оси y волновода ($\chi \neq 0$), то появляется зависимость эффективности возбуждения от координаты y . В каждой точке $y \neq 0$ будет присутствовать гауссова волна, смещенная поперек на $\Delta x + y\chi$. Эта ситуация близка к случаю поперечного смещения, и поэтому отдельно не иллюстрируется.

Если вектор электрического поля накачки не параллелен плоскости отражающих пластин ($\delta \neq 0$), то эффективность возбуждения TE -мод падает с ростом δ по закону $\cos^2 \delta$ из-за уменьшения E_y составляющей возбуждающего поля и появления сильно затухающей TM -компоненты (рис. 4).

На рис. 5 показана зависимость полной эффективности возбуждения f от параметров ρ, η, φ . При вводе излучения без поперечных и угловых смещений полная эффективность падает начиная с $\eta \approx 0.8$ из-за того, что торец волновода, диафрагмируя, обрезает хвосты падающего на него гауссова распределения. По той же причине f падает и при наличии поперечного смещения. При маломодовом режиме падение f происходит медленнее, чем при многомодовом (кривые 1, 2). При угловых смещениях полная эффективность возбуждения не меняется, так как перетяжка остается в пределах волновода (кривая 4).

В случае стыковки двух волноводов полученные расчетные и экспериментальные зависимости практически повторяют результаты для случая возбуждения волновода гауссовым пучком и поэтому отдельно не иллюстрируются. Небольшое отличие наблюдается лишь для зависимости f от η . Так, максимальное значение эффективности возбуждения TE_1 -моды достигается при $a_1/a_2 = 1$ (а не при $\eta = 0.7$, как это было в случае возбуждения гауссовым пучком). Повторение

результатов в двух случаях связано с близостью распределения полей, которыми возбуждается волновод: $\cos(\pi x/a)$ — для TE_1 -моды ПМВ и $\exp[-(x/a)^2/0.35^2]$ для TEM_{00} -моды лазерного излучения.

Таким образом, получены расчетные и экспериментальные зависимости возбуждения ПМВ от параметров излучения накачки и параметров возможных рассогласований при стыковке типа лазер—волновод, волновод—волновод, которые могут быть использованы при расчете и изготовлении устройств ввода волноводных кабелей.

Список литературы

- [1] Miyagi M., Hongo A., Kawakami S. // IEEE J. 1983. Vol. QE-19. P. 136—144.
- [2] Garmire E., McMahon T., Bass M. // IEEE J. 1980. Vol. QE-16. P. 23—32
- [3] Artjuschenko V. G., Kalaidjian K. I., Mirakian M. N. // Proc. SRIE. 1990. Vol. 1228. P. 187—196.
- [4] Kubo U., Hashishin Y. // Proc. SPIE. 1986. Vol. 713. P. 17—21.

Институт радиофизики и электроники
Республики Армения
Аштарак

Поступило в Редакцию
16 апреля 1991 г.