

06. 12

© 1991 г.

ГИБКИЕ ПОЛЫЕ ВОЛНОВОДЫ ДЛЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

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

Сообщается о разработке гибких полых металлических волноводов (ПМВ) прямоугольного сечения для передачи излучения мощных CO и CO₂ лазеров. Проведен расчет потерь в полых волноводах, учитывающий вклад некогерентного рассеяния излучения на шероховатостях отражающих поверхностей, который позволил выявить зависимость коэффициента изгибных потерь в ПМФ от длины волны излучения. Показано, что дополнительные потери при скрутке ПМВ не зависят от качества отражающих поверхностей волновода и практически одинаковы для длин волн излучения CO и CO₂ лазеров.

Разработанные волноводы показали высокое пропускание при изгибах и скрутке (70—80 %), что позволяет конструировать на их основе гибкие лазерные кабели для технологии и медицины.

Введение

Интенсивное развитие лазерной технологии и медицины настоятельно требует создания гибких световодных кабелей для передачи высокоинтенсивного излучения CO ($\lambda=5-6$ мкм) и CO₂ ($\lambda=10.6$ мкм) лазеров, поскольку существующие способы подвода ИК излучения в зону воздействия базируются на применении громоздких и сложных зеркальных систем, сильно ограничивающих свободу манипуляций. Гибкие световоды снимают подобные ограничения, позволяется возможность проведения внутрисполостных операций.

В последние годы активно ведутся работы по созданию ИК световодов трех типов: на основе халкогенидных и флюоридных стекол [1, 2], кристаллических материалов [3], а также полых металлических волноводов [4-6].

Халкогенидные световоды (As—Se, Ge—As—Se) обладают областью прозрачности до 15 мкм, но они хрупки, токсичны, что ограничивает их применение. Световоды из флюоридных стекол (ZrF₄) прозрачны лишь до 8 мкм, что делает невозможным передачу по ним излучения CO₂ лазеров, а недостаточные механические свойства осложняют их использование и в области длин волн < 8 мкм.

Среди кристаллических материалов, прозрачных в среднем ИК диапазоне, следует отметить галогениды таллия и серебра (KPC-5 и AgCl, AgBr, KPC-13), из которых получают световоды с потерями менее 1 дБ/м. Высокая лучевая прочность световодов из KPC-5 позволяет передавать по ним излучение CO₂ лазера мощностью до 100 Вт, однако они токсичны и имеют невысокие механические свойства. Световоды из галогенидов серебра нетоксичны, пластичны, практически нерастворимы в воде, но обладают невысокой лучевой прочностью, что и затрудняет передачу по ним лазерной мощности более 30 Вт.

Одним из возможных каналов передачи мощного ИК излучения могут служить полые металлические волноводы (ПМВ). Эти волноводы обладают наиболее высокой лучевой прочностью, достаточно малыми потерями 0.3—2 дБ/м и позволяют избежать проблем, связанных с френелевскими потерями и лучевым пробоем стеклянных или кристаллических световодов.

К настоящему времени предложено несколько типов гибких полых волноводов прямоугольного сечения [4-6]. Ниже речь пойдет о разработке прямоугольных полых металлических волноводов и исследовании их оптических характеристик.

Конструкция ПМВ

Распространение излучения по пологому волноводу происходит в результате последовательного отражения от его поверхностей. Отражающими поверхностями являются две зеркально-отполированные полоски алюминиевой или медной фольги, обладающие достаточной гибкостью и высоким коэффициентом отражения на длинах волн излучения CO и CO_2 лазеров (рис. 1). Ширина полосок 8—10 мм, толщина 0,3 мм и длина ≤ 4 м. Полоски, обращенные полированной поверхностью друг к другу, вставляются в пазы прокладок специальной конфигурации, после чего вся конструкция помещается в термоусаживаемую трубку и равномерно сжимается ею. Высота волновода a задается расстоянием между

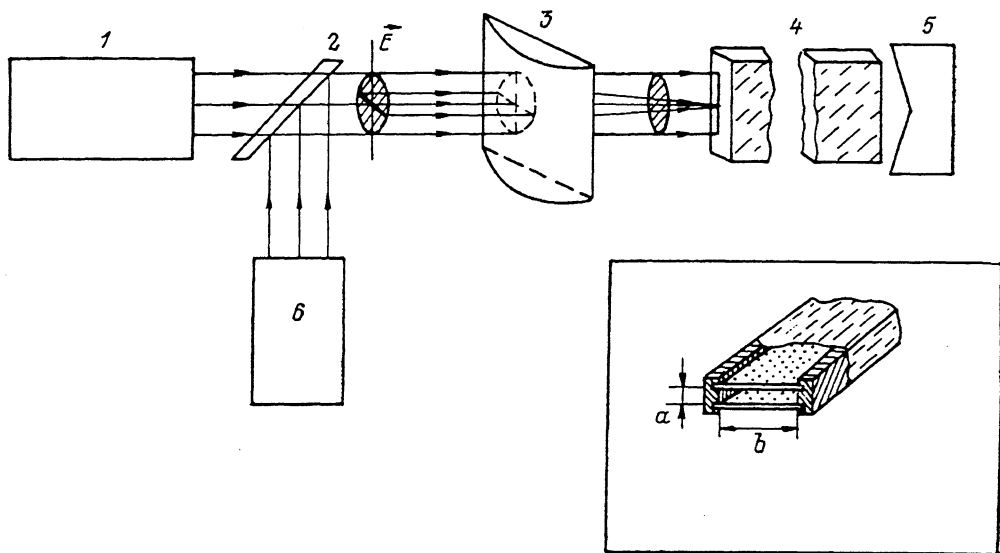


Рис. 1. Конструкция волновода и схема экспериментальной установки по определению величины пропускания ПМВ.

1 — CO_2 или CO лазер, 2 — делительная пластина, 3 — цилиндрическая линза, 4 — волновод, 5 — измеритель мощности, 6 — He—Ne лазер.

пазами прокладок. В качестве материала прокладок использовался фторопласт, обладающий высокой термостойкостью и хорошей гибкостью.

Методика эксперимента

Основной характеристикой ПМВ является величина его оптических потерь, для количественного описания которой обычно используют коэффициент экспоненциального затухания $\alpha = -\Delta L^{-1} \ln T$, где $T = P(L)/P(0)$ — пропускание волновода; $P(0)$ и $P(L)$ — мощность излучения, прошедшая через короткий и длинный волноводы соответственно; ΔL — разность длин этих волноводов.

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Линейно поляризованное излучение одномодового CO_2 (ЛГ-25-В) или CO (ИЛГН-706) лазера вводится в волновод таким образом, чтобы вектор электрического поля был параллелен плоскостям металлических полос (возбуждение слабо затухающих TE -мод). Вследствие прямоугольной геометрии ПМВ возбуждение осуществляется с помощью цилиндрической линзы из селенида цинка (фокусное расстояние 50 мм), которая преобразовывает круглый пучок и фокусирует его в перетяжку прямоугольного сечения $\sim 0,25 \times 6$ мм, обеспечивая эффективность связи ~ 96 %. Для визуализации оптического пути излучение He—Ne лазера совмещалось с ИК излучением при помощи делительной пластины. Выходящее из волновода излучение регистрировалось измерителем мощности. Пропускание волновода определялось путем сравнения мощности излучения, прошедшей через весь ПМВ и его короткий кусок ~ 5 см.

а) Прямые ПМВ. Основным источником затухания в ПМВ являются потери на поглощение $\alpha_{\text{пог}}$ и рассеяние $\alpha_{\text{рас}}$ при каждом отражении луча от стенки волновода. Анализ потерь в волноводах проведем в приближении геометрической оптики.

Лучи моды m -го порядка распространяются в волноводе под углом $\theta = m\lambda/2a$ и испытывают $N = \text{tg } \theta/a$ отражений на единице длины ПМВ. При скользящем падении (случай относительно малых потерь) $N = m\lambda/2a^2$. Если $A(\theta) = A_{\text{пог}}(\theta) + A_{\text{рас}}(\theta)$ — коэффициент потерь при однократном отражении, то на единице длины волновода коэффициент потерь m -й моды ($\alpha_m = \alpha_{\text{пог}}^m + \alpha_{\text{рас}}^m$) будет равен

$$\alpha_m = A(\theta) \cdot N = \frac{m\lambda}{2a^2} A(\theta). \quad (1)$$

Для луча, падающего на оптически качественную поверхность с комплексным показателем преломления $\nu = n - iK$ (n — показатель преломления, K — коэффициент экстинкции), коэффициенты поглощения TE - и TM -мод для случая скользящего падения ($\theta \ll 1$) были получены в [4]

$$A_{\text{пог}}^{TE}(\theta) = 4 \text{Re } \nu^{-1} \cdot \theta, \quad (2a)$$

$$A_{\text{пог}}^{TM}(\theta) = 4 \text{Re } \nu \cdot \theta / (1 + 2 \text{Re } \nu \cdot \theta + |\nu|^2 \cdot \theta^2). \quad (2б)$$

Для оценки вклада потерь, обусловленных рассеянием излучения на малых ($\sigma/\lambda \ll 1$) и крупномасштабных ($l/\lambda \gg 1$) неоднородностях поверхности, мы предлагаем воспользоваться критерием Рэля [7]: если на поверхность падает пучок мощностью P_0 , то мощность зеркально-отраженной когерентной составляющей пучка (с учетом поглощения излучения на поверхности металла)

$$P_R = RP_0 \exp\{-[4\pi\sigma \sin \theta/\lambda]^2\}, \quad (3)$$

где σ — дисперсия, определяемая шероховатостью поверхности; l — длина корреляции неоднородностей (характерный масштаб неоднородностей); R — коэффициент отражения.

Разлагая в (3) \exp по малым θ и ограничиваясь первым, отличным от нуля членом, получаем следующее выражение для коэффициентов потерь на однократном отражении:

$$A^{TE}(\theta) = 4 \text{Re } \nu^{-1} \cdot \theta + \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \theta^2, \quad (4a)$$

$$A^{TM}(\theta) = \frac{4 \text{Re } \nu \cdot \theta}{1 + 2\theta \text{Re } \nu + |\nu|^2 \theta^2} + \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \theta^2. \quad (4б)$$

Подставляя (4a), (4б) в (1), получаем

$$\alpha_m^{TE} = \frac{m^2 \lambda^2}{a^3} \left[\text{Re } \nu^{-1} + \frac{2m\lambda}{a} \left(\frac{\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \right], \quad (5a)$$

$$\alpha_m^{TM} = \frac{m^2 \lambda^2}{a^3} \left[\frac{\text{Re } \nu}{1 + 2\theta \text{Re } \nu + |\nu|^2 \theta^2} + \frac{2m\lambda}{a} \left(\frac{\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \right]. \quad (5б)$$

Из (5a) следует, что с увеличением номера моды (увеличением θ) потери резко возрастают, что обусловлено увеличением потерь на рассеяние ($\sim \theta^3$). Для TE -мод низших порядков ($\theta \leq 0.03$) потери на рассеяние становятся сравнимыми с потерями на поглощение уже при $\sigma = 0.5$ и 0.4 мкм для $\lambda = 10.6$ и 5.5 мкм соответственно. С другой стороны, в связи с большой величиной $\text{Re } \nu$ металлов в ИК области влияние шероховатостей на полные потери TM -мод очень слабое и поглощение доминирует над рассеянием (5б).

Пропускание волновода длиной L , по которому распространяется m мод, определяется вкладом каждой моды [4], и с учетом коэффициента рассеяния (здесь мы рассматриваем только слабо затухающие TE -моды) получаем:

$$T = \sum_{m=1}^M f_m \exp \{-\alpha_m^{TE} L\} / \sum_{m=1}^M f_m, \quad (6)$$

где

$$f_m = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \cdot \eta^{-1} \left\{ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin \left(mz + m \frac{\pi}{2} \right) \exp \left(-4z^2 / \pi^2 \eta^2 \right) dz \right\}^2$$

— эффективность возбуждения m -й моды гауссовым пучком; $\eta = (2\omega)/a$; ω — полуширина гауссова распределения, взятая по уровню $1/e^2$; $m=1, 2, \dots, M$, где M — количество мод.

На рис. 2 показана экспериментальная зависимость T от a для волновода длиной 0.5 м. Измерения проводились на длинах волн CO и CO₂ лазеров согласно вышеописанной экспериментальной методике. Расчетная зависимость T , полученная из (6) и (5а), хорошо согласуется с экспериментальными данными как для $\lambda=10.6$, так и для 5.5 мкм. Расчет проводился численно при $M=20$ (такой выбор величины M обусловлен резким понижением эффективности возбуждения моды с увеличением ее номера; в данном случае $f_1/f_{20} \approx 10^{-3}$), $\sigma=1.6$ мкм, $\text{Re } \nu^{-1}$ вычислялось из значений $\nu(10.6 \text{ мкм})=25-i67$ и $\nu(5.5 \text{ мкм})=10.8-i42.6$, взятых из [8].

б) Изогнутые ПМВ. Возможность практического применения ПМВ обусловлена в основном коэффициентом их изгибных потерь. Описанная выше кон-

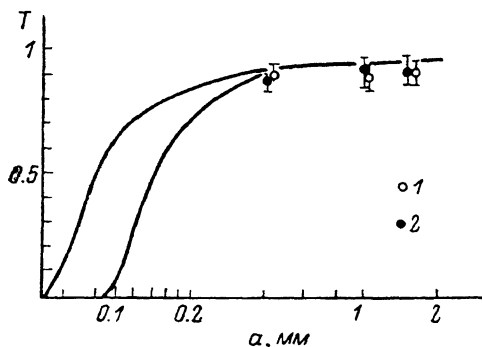


Рис. 2. Экспериментальная зависимость T от a для CO₂ (1) и CO (2) излучений.
 $L=0.5$ м.

струкция ПМВ позволяет изгибать его в плоскости, перпендикулярной отражающим поверхностям, сохраняя при этом поляризационную симметрию TE-мод относительно данных поверхностей.

Рассеяние излучения на изгибах волновода происходит в двух режимах. Первый имеет место при больших радиусах изгиба $r \gg 2a^3/m^2\lambda^2$. При этом излучение распространяется вдоль изогнутого волновода, отражаясь от обеих поверхностей, и изменение величины пропускания по сравнению с прямым ПМВ невелико. Второй — более важный режим «шепчущей галереи», имеющий место для большинства практических случаев ($r \leq 0.5$ м). В этом режиме свет распространяется по волноводу, отражаясь только от одной внешней поверхности, внутренняя поверхность ПМВ при этом отводится от взаимодействия с лучом [5]

$$r < \left[\frac{3}{8} \left(m - \frac{1}{4} \right) \pi \right]^2 \left[1 + \left(2m - \frac{1}{2} \right)^{-2/3} \right]^3 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{a^3}{8}. \quad (7)$$

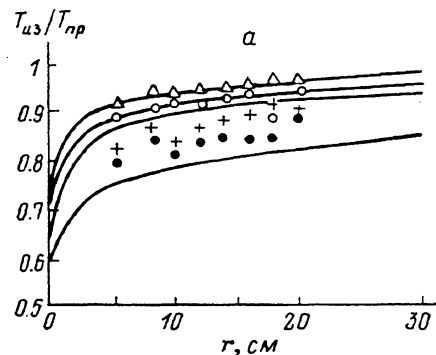
В режиме «шепчущей галереи» лучи моды m -го порядка распространяются по ПМВ, претерпевая $N=(2\theta r)^{-1}$ отражений, где $\theta = [3\lambda (m - (1/4))/2r]^{1/2}$. Учитывая (4а), получаем для коэффициента потерь m -й моды изогнутого волновода следующее выражение:

$$\alpha_m^{TE} = A^{TE}(\theta) \cdot N = \frac{2}{r} \left[\text{Re } \nu^{-1} + \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\lambda}{r} \left(m - \frac{1}{4} \right)} \right]. \quad (8)$$

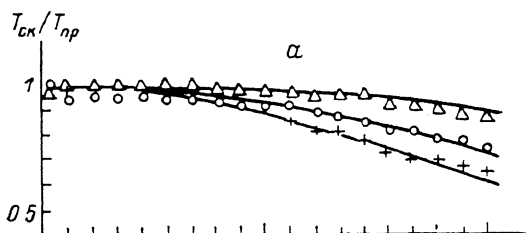
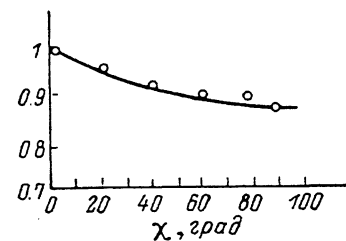
Отметим, что (8) — коэффициент полных потерь изогнутого волновода, а не добавочный член, обусловленный изгибом. На практике, однако, режим «шепчущей галереи» никогда не реализуется в чистом виде. Чаще всего волновод наряду с изогнутой частью имеет и прямой участок, с учетом (6) и (8) величина пропускания в этом случае равна

$$T_{\text{из}} = \sum_{m=1}^M f_m \exp - \left\{ \left[\frac{m^2 \lambda^2}{a^3} (L - r\chi) + 2\chi \right] \text{Re} v^{-1} + \right. \\ \left. + \left[\frac{m^3 \lambda^3}{4a^4} (L - r\chi) + \sqrt[3]{\frac{3}{2} \frac{\lambda}{r} \left(m - \frac{1}{4} \chi \right) \left(\frac{\pi a}{\lambda} \right)^2 \cdot 8} \right] \right\} \sum_{m=1}^M f_m. \quad (9)$$

Из (9) видно, что при фиксированном угле χ с уменьшением r потери на рассеяние растут быстрее, чем на поглощение, и при малых r становятся доминирующими. Так, если в случае идеального ПМВ ($\sigma=0$) высотой $a=1$ мм, изогнутого на угол $\chi=\pi/2$ с радиусом изгиба $r=10$ см, относительное пропускание $T_{\text{из}}/T_{\text{пр}}$ падает всего на 2 % при $\lambda=10.6$ мкм и на 4 % при $\lambda=5.5$ мкм, то в слу-



б



б

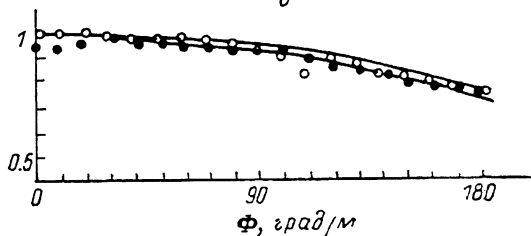


Рис. 3. Относительное пропускание изогнутого волновода от радиуса изгиба r ($\chi=90^\circ$) (а), от угла изгиба χ ($r=5.5$ см) (б).

$L=0.5$ м; 1—3 — CO_2 , 4 — CO лазер; а — $a=0.5$ (1), 1 (2, 4), 1.5 (3).

Рис. 4. Относительное пропускание скрученного волновода от угла скрутки.

а — для разных высот ПМВ, б — для излучений CO_2 (1—3) и CO лазеров (4). $L=0.5$ м.

чае нашего волновода эти значения составляют 10 и 20 % соответственно. Это же подтверждают и экспериментальные результаты, представленные на рис. 3, а. Относительное пропускание излучения CO_2 лазера существенно выше пропускания излучения CO лазера. Такое отличие можно объяснить тем, что, во-первых, излучение с большей λ менее чувствительно к шероховатостям поверхности ПМВ и, во-вторых, для больших длин волн режим «шепчущей галереи» наступает позже. Для фиксированной λ относительное пропускание $T_{\text{из}}/T_{\text{пр}}$ возрастает с уменьшением высоты волновода a . Это обусловлено тем, что с уменьшением a уменьшается и критический радиус r_k , т. е. режим «шепчущей галереи» наступает позже, а следовательно, падение мощности наступает при меньших радиусах изгиба.

На рис. 3, б показана зависимость относительного пропускания от угла χ при фиксированном радиусе изгиба r . С ростом χ растут и потери мощности излучения, однако даже при $\chi=90^\circ$ и $r=5.5$ см пропускание полого волновода остается довольно высоким ($\sim 90\%$).

в) Скрученные ПМВ. Скрутка прямоугольного волновода приводит к повороту плоскости падения луча между двумя последовательными отражениями

на угол Φ/N (Φ — угол скрутки на единицу длины ПМВ), в результате чего некоторая часть излучения приобретает TM -поляризацию. В этом случае коэффициент отражения R металлической поверхности ПМВ можно представить в виде [4]

$$R = R^{TE}(\theta) + \left(\frac{a\Phi}{\theta}\right)^2 [R^{TE}(\theta) - R^{TM}(\theta)]. \quad (10)$$

Так как $R^{TE}(\theta) = 1 - A^{TE}(\theta)$ и $R^{TM}(\theta) = 1 - A^{TM}(\theta)$, то, учитывая (1) и (4а), (4б), получим для коэффициента потерь скрученного волновода следующее выражение:

$$\alpha_m^{TE} = \frac{m^2 \lambda^2}{a^3} \operatorname{Re} v^{-1} + \frac{2m^3 \lambda^3}{a^4} \left(\frac{\pi \sigma}{\lambda}\right)^2 + \frac{4 \operatorname{Re} v a \Phi^2}{1 + \operatorname{Re} v \frac{m\lambda}{a} + |v|^2 \frac{m^2 \lambda^2}{4a^2}}. \quad (11)$$

Сумма двух первых членов в правой части (11) есть ни что иное, как коэффициент потерь в прямом волноводе, а третий член представляет собой дополнительные потери при скрутке и, как видно из (11), не зависит от шероховатостей поверхности ПМВ.

На рис. 4, а приведены расчетные и экспериментальные зависимости относительного пропускания $T_{\text{ск}}/T_{\text{пр}}$ от Φ для волноводов разной высоты: с увеличением высоты ПМВ усиливается влияние скрутки на величину пропускания. Так, при $a=0.4$ мм и $\Phi=180^\circ/\text{м}$ падение мощности составляет всего 8 %, а уже при $a=1$ и 1.5 мм — 22 и 30 % соответственно. Такая зависимость объясняется тем, что с ростом a уменьшается число отражений N и тем самым увеличивается угол поворота плоскости падения луча между двумя последовательными отражениями. А чем больше этот угол, тем больше возникающая при скрутке сильно затухающая TM -компонента.

На рис. 4, б показана та же зависимость, измеренная на длинах волн CO и CO_2 лазеров. Падение выходной мощности при скрутке происходит практически одинаково для обеих длин волн, что подтверждает результат, полученный нами в (11), а именно дополнительные потери при скрутке не зависят от качества отражающих поверхностей. В противном случае изменение пропускания ПМВ сильно зависело бы от длины волны излучения.

Интересным свойством прямоугольных волноводов является их способность выделять определенную поляризацию входного излучения и сохранять степень поляризации излучения при скрутке. Хотя, как мы уже отмечали, при скрутке возникает TM -составляющая, тем не менее вектор напряженности электрического поля на выходе волновода всегда параллелен отражающим поверхностям и вращается вместе с волноводом при скрутке. Такое поведение вектора поляризации также объясняется малым значением коэффициента затухания для TE -волн и сильным затуханием TM -волн. Исследовалась характеристика поляризации прошедшего пучка. На вход ПМВ подавалось излучение со степенью 0.9, а после волновода длиной 60 см выходная степень поляризации была порядка 0.97—0.99 в широком диапазоне углов скрутки. Следовательно, если через волновод пропустить неполяризованное излучение, то после некоторой длины ПМВ на выходе останется линейно поляризованное излучение с вектором, параллельным отражающим поверхностям.

Выводы

1. Разработаны гибкие полые металлические волноводы прямоугольного сечения, способные транспортировать лазерное излучение среднего ИК диапазона. Продемонстрировано высокое пропускание таких волноводов при изгибах и скрутке, что позволяет создавать на их основе гибкие лазерные кабели для медицины и технологии.

2. Проведен расчет потерь в полых волноводах, учитывающий вклад некогерентного рассеяния излучения на шероховатостях отражающих поверхностей, что позволило выявить зависимость коэффициента изгибных потерь в ПМВ от длины волны излучения; показать, что дополнительные потери при скрутке

не зависят от качества отражающих поверхностей волновода и практически одинаковы для длин волн излучения СО и СО₂ лазеров; добиться хорошего совпадения расчетных и экспериментальных зависимостей при исследовании полных потерь в ПМВ.

3. Показано, что волноводы прямоугольного сечения могут выполнять роль поляризаторов, а также вращать плоскость поляризации распространяющегося излучения.

Список литературы

- [1] *Васильев А. В., Дианов Е. М., Девярых Г. Г.* и др. // Высокочистые вещества. 1987. № 6. С. 206—208.
- [2] *Hattori H., Kanamori T., Sakaguchi S., Chishi Y.* // Appl. Opt. 1987. Vol. 26. N 4. P. 650—653.
- [3] *Артюшенко В. Г., Бутвина Л. Н., Войцетовский В. В.* и др. // Квантовая электрон. 1986. Т. 13. № 3. С. 601—605.
- [4] *Garmire E., McMahon T., Bass M.* // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. QE-16. N 1. P. 23—32.
- [5] *Miyagi M., Hongo A., Kawakami S.* // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. QE-19. N 2. P. 136—144.
- [6] *Kubo U., Hashishin Y.* // Proc. SPIE. 1984. Vol. 494. P. 79—85.
- [7] *Tien P. K.* // Appl. Opt. 1971. Vol. 10. N 10. P. 2395—2413.
- [8] *Beattie J. R.* // Philos. Mag. 1955. Vol. 461. P. 235—239.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР
Ереван

Поступило в Редакцию
2 января 1990 г.