

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

01;07

Журнал технической физики, т. 60, в. 3, 1990

© 1990 г.

ПРОПУСКАНИЕ ПОЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

С. В. Азизбеян, В. Г. Артюшенко, Е. М. Дианов, К. И. Калайджян,
М. М. Мурадян

1. Широкие перспективы использования CO и CO₂ лазеров в технологии и медицине настоятельно требуют создания гибких волноводных кабелей, способных транспортировать лазерное излучение высокой мощности. При отсутствии практической необходимости в малых радиусах изгиба (< 5 см) целесообразно использовать полые металлические волноводы (ПМВ), которые обладают высокой лучевой и механической стойкостью, достаточно малыми потерями, просты в изготовлении [1, 2].

Ранее в [3] мы докладывали о разработке и исследовании прямоугольных медных ПМВ, где для расчета коэффициента потерь использовалась модель, предложенная в [4], которая не учитывает потерь, обусловленных рассеянием излучения на шероховатостях поверхности. При таком подходе экспериментальные значения величины пропускания оказываются много ниже расчетных. В настоящей работе приведен расчет, учитывающий вклад некогерентного рассеяния в потери ПМВ, демонстрируется хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными значениями.

2. В основе принципа действия ПМВ в отличие от традиционных волоконных световодов лежит не явление полного внутреннего отражения, а многократное отражение волны от проводящих стенок. Поэтому основным источником потерь в ПМВ являются потери на поглощение $A_{\text{пог}}(\theta)$ и рассеяние $A_{\text{рас}}(\theta)$ при каждом акте соприкосновения волны со стенками волновода и, следовательно, коэффициент полных потерь прямого ПМВ можно представить в виде

$$\alpha = [A_{\text{пог}}(\theta) + A_{\text{рас}}(\theta)] N, \quad (1)$$

где N — число отражений на единицу длины, θ — угол падения луча.

Для волны, падающей на оптически качественную поверхность с комплексным показателем преломления $\nu = n - iK$ (n — показатель преломления, K — коэффициент экстинкции), $A_{\text{пог}}(\theta)$ может быть получено из уравнений Френеля. Так как для металлов в ИК области $|\nu|^2 \gg 1$, то в случае скользких углов падения ($\theta \ll 1$) для TE - и TM -мод получаем следующие выражения [4]:

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

$$A_{\text{пог}}^{TM}(\theta) = 4 \operatorname{Re} \nu \theta. \quad (2a)$$

Для оценки вклада потерь, вызванных рассеянием, воспользуемся критерием Рэлея [5]

$$P = P_0 \exp \left\{ - \left[\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \sin \theta \right]^2 \right\}, \quad (3)$$

где P_0 , P — энергия падающего и зеркально отраженного когерентного излучения; λ — длина волны излучения; σ^2 — дисперсия, определяемая шероховатостями поверхности.

Разлагая в (3) \exp по малым θ и ограничиваясь первым, отличным от нуля, членом, получаем для случая $\sigma/\lambda \ll 1$ следующие выражения:

$$A^{TE}(\theta) [A_{\text{пог}}^{TE}(\theta) + A_{\text{рас}}^{TE}(\theta)] = 4\theta \operatorname{Re} \nu^{-1} + \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \theta^2, \quad (4)$$

$$A^{TM}(\theta) = [A_{\text{пор}}^{TM}(\theta) + A_{\text{рас}}^{TM}(\theta)] = 4\theta \operatorname{Re} \nu + \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \theta^2. \quad (4a)$$

Коэффициент потерь m -й моды легко получить, используя аппарат геометрической оптики. Лучи моды m -го порядка распространяются в волноводе высотой a под углом $\theta_m = m\lambda/2a$ и претерпевают $N = \operatorname{tg} \theta_m/a = m\lambda/2a$ отражений на единицу длины. Тогда для TE - и TM -мод низших порядков ($\theta \ll 1$) α_m запишется в виде

$$\alpha_m^{TE} = \frac{m^2 \lambda^2}{4a^3} \left[4 \operatorname{Re} \nu^{-1} + \frac{m\lambda}{2a} \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \right], \quad (5)$$

$$\alpha_m^{TM} = \frac{m^2 \lambda^2}{4a^3} \left[4 \operatorname{Re} \nu + \frac{m\lambda}{2a} \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \right]. \quad (5a)$$

Из (5) следует, что с увеличением номера моды (увеличением θ) резко возрастают потери на расстояние, что обусловлено увеличением числа отражений на единицу длины для высших мод. Например, для TE -мод с $\theta \approx 0.03$ 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 (длины волны излучения CO_2 и CO лазеров). В связи с большой величиной $\operatorname{Re} \nu$ металлов в ИК области влияние шероховатостей на полные потери TM -мод очень слабое и поглощение при отражении до-

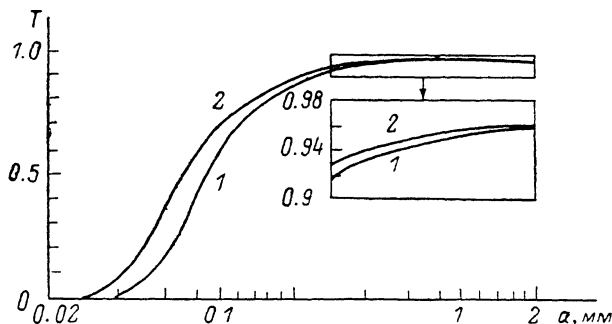


Рис. 1.

минирует над любыми несовершенствами поверхности. Поскольку обычно ПМВ возбуждают только с помощью TE -мод, которые обладают меньшими по сравнению с TM -модами потерями, то ниже определим пропускание волноводов только для этих мод.

Пропускание T волновода длиной L , по которому распространяется m мод, задается вкладом потерь каждой моды. Используя выражение для T из [4] и вводя поправку на рассеяние из (5), получим

$$T = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{\sum_m (1/m^2) \exp \left\{ -\frac{m^2 \lambda^2}{4a^3} \left[4 \operatorname{Re} \nu^{-1} + \frac{m\lambda}{2a} \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2 \right] \right\} L}{\sum_m 1/m^2}, \quad (6)$$

где $m = 2n + 1$; $n = 0, 1, 2, 3, \dots$; $P_{\text{вх}}$, $P_{\text{вых}}$ — мощности излучения на входе и выходе волновода соответственно.

3. На рис. 1 приведена расчетная зависимость T от a для длин волн CO и CO_2 лазеров в случае идеальной поверхности ($\sigma/\lambda = 0$). Значения $4 \operatorname{Re} \nu^{-1}$ были равны 0.01 и 0.02 для $\lambda = 10.6$ (1) и 5.5 мкм (2) соответственно и вычислялись из значений ν (10.6 мкм) $= 25 - i67$, ν (5.5 мкм) $= 10.8 - i42.6$, взятых из [8]. Расчет показывает, что, хотя $\operatorname{Re} \nu^{-1}$ (10.6 мкм) меньше $\operatorname{Re} \nu^{-1}$ (5.5 мкм), пропускание для 10.6 мкм меньше, чем для $\lambda = 5.5$ мкм (рис. 1). По-видимости, такой результат обусловлен тем, что для излучения с большей длиной волны эффективное возбуждение мод возникает при больших значениях a . Аналогичная зависимость наблюдается и в случае реальных поверхностей волноводов (рис. 3).

На рис. 2 представлена расчетная зависимость T от a для разных значений σ/λ ($\lambda = 10.6$ мкм), из которой видно, как шероховатость поверхности ухудшает величину пропускания. На рис. 3 показана экспериментальная зависимость T от a , измеренная на длинах волн CO и CO_2 лазеров. Расчетные кривые с $\sigma/\lambda = 0.15$ ($\lambda = 10.6$ мкм) и 0.3 ($\lambda = 5.5$ мкм) хорошо ложатся на данные нашего эксперимента и позволяют предположить, что в данном случае σ поверхности ПМВ была равна ~ 1.6 мкм.

Добавим, что измеряемые ПМВ изготавливались из двух алюминиевых полос шириной 1 см и длиной до 1 м, обращенных полированной поверхностью внутрь и закрепленных по краям полимерными прокладками (рис. 3) аналогично [3]. Волновод возбуждался линейно

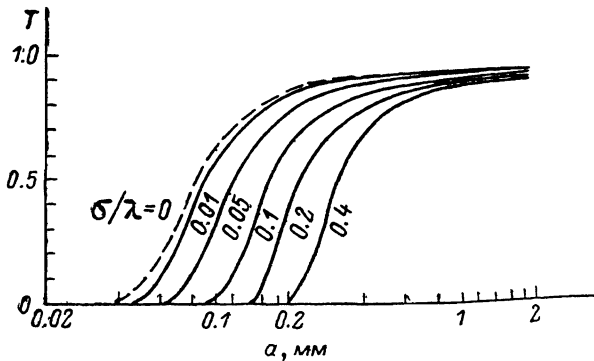


Рис. 2.

поляризованным излучением CO или CO₂ лазера с вектором электрической поляризации, параллельным поверхностям ПМВ (возбуждение TE-мод).

4. Таким образом, предложенная модель расчета потерь в прямых ПМВ наглядно демонстрирует влияние качества поверхности на величину пропускания. Для TE-мод потери, обу-

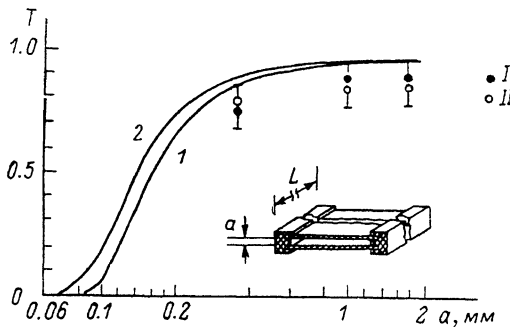


Рис. 3. Расчетная зависимость T от a волновода длиной 0.5 м при $\epsilon=1.5$ мкм.
 λ , мкм: 1 — 10.6, 2 — 5.5. Эксперимент: I — 10.6, II — 5.5.

словенные рассеянием $A_{\text{рас}}(\theta)$ доминируют над потерями при отражении $A_{\text{лог}}(\theta)$. Для TM-мод наблюдается обратная картина — рассеяние играет незначительную роль. Кроме того, измерив пропускание волновода, с помощью зависимостей, представленных на рис. 2, можно получить экспресс-информацию о качестве поверхности ПМВ, что очень важно при разработке полых металлических волноводов.

Список литературы

- [1] Garmire E., McMahon T., Bass M. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 4. P. 254—256.
- [2] Miyagi M., Hongo A., Kawakami S. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. QE-19. N 2. P. 136—144.
- [3] Азизбеков С. В., Артюшенко В. Г., Дианов Е. М. и др. // Письма в ЖТФ. Т. 15. Вып. 21. С. 87—91.
- [4] Garmire E., McMahon T., Bass M. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. QE-16. N 1. P. 23—32.
- [5] Tien P. K. // Appl. Opt. 1971. Vol. 10. N 11. P. 2395—2413.
- [6] Beattie J. R. // Philos. Mag. 1955. Vol. 461. P. 235—242.

Институт общей физики АН СССР
 Москва

Поступило в Редакцию
 26 сентября 1988 г.