

было получено стимулированное излучение в интервале температур 4.2–160 К ( $T_0 = 22.6$  К). Длина волны излучения при 77 К и импульсном режиме питания составляла 3.23 мкм, пороговый ток – 39 А/см<sup>2</sup>. Достигнут непрерывный режим генерации при пороговой плотности тока 60 А/см<sup>2</sup> (77 К).

Таким образом, в работе показано, что использование ДГС  $InAsSbP/In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}Sby$  ( $x \leq 0, y \leq 0.07$ ) позволяет создать низкопороговые лазеры во всем интервале длин волн от 3.05 до 3.55 мкм.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Айдаралиев М.Ш., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 17. С. 1617–1620.
- [2] Mani H., Joullie A., Boissier G., Tournie E. et al. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N 25. P. 1542–1543.
- [3] Horikoshi Y., Kobayashi N. Jap. pat. n 567–41833.
- [4] Матвеев Б.А., Петров В.И., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н., Шабалин А.В. // ФТП. 1988. Т. 22. № 7. С. 1244–1247.
- [5] Sugimura A. // IEEE J. Quantum Electron. 1982. QE–18. P. 352.
- [6] Horikoshi Y. // Semicond. and Semimetals. Academic Press, New York. 1985. V. 22. P. 93–147.

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

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15

12 августа 1989 г.

06.3

#### ИЗГИБНЫЕ ПОТЕРИ ПОЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

С.В. Азизбекян, В.Г. Артюшенко,  
К.И. Калайджян, М.М. Миракян,  
И.Л. Пыльников

В работах [1–3.5] было показано, что проблема передачи мощного излучения СО и СО<sub>2</sub> лазеров в лазерных установках медицинского и технологического профиля может быть решена с помощью

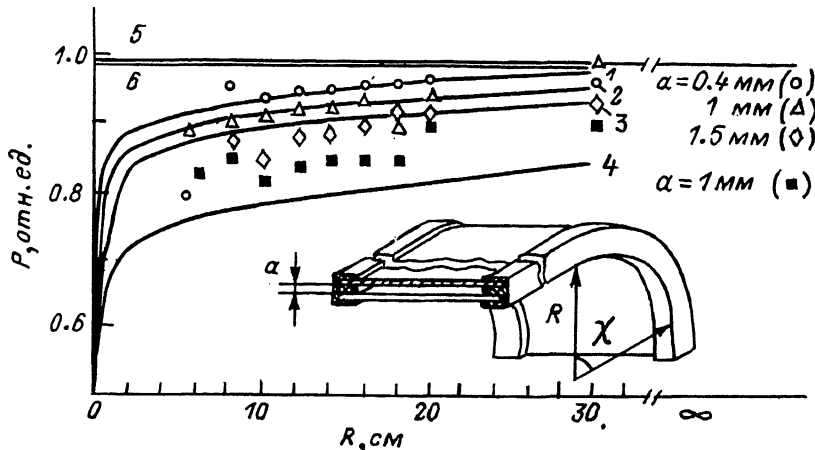


Рис. 1. Зависимость относительного пропускания  $P$  изогнутого волновода от радиуса изгиба  $R$ . Кривые 1 – 6 – расчетные, символами обозначены результаты экспериментов.

полых металлических или металло-диэлектрических волноводов. Очевидно, что такие волноводы могут найти широкое применение только в том случае, если будут обладать достаточной гибкостью и малыми потерями. Изгибные потери, являясь основным источником потерь при работе полых волноводов, требуют повышенного внимания. В предложенных ранее расчетах изгибных потерь в полых металлических волноводах (ПМВ) [1, 2] не учитывался фактор рассеяния света на шероховатостях поверхности, что приводило к занижению экспериментальных данных по сравнению с расчетными значениями. В настоящей работе рассматривается распространение излучения в изогнутых ПМВ прямоугольного сечения с учетом влияния некогерентного рассеяния на величину пропускания ПМВ.

Исследуемые ПМВ изготавливались из двух алюминиевых полос шириной 1 см и длиной 1 м, обращенных полированной поверхностью внутрь и закрепленных по краям полимерными прокладками толщиной от 0.4 до 1.5 мм (рис. 1,а). Волновод возбуждался линейно-поляризованным излучением СО или СО<sub>2</sub> лазера с вектором электрической поляризации, параллельным алюминиевым поверхностям (ТЕ моды), аналогично [3]. Описанная конструкция волновода позволяет изгибать его в плоскости, перпендикулярной отражающим рабочим поверхностям, сохраняя при этом поляризационную симметрию ТЕ мод относительно верхней и нижней поверхностей.

Распространение излучения на изгибах происходит в двух основных режимах. Первый имеет место при радиусах изгиба  $R \gg r_k = \frac{2\alpha^3}{m^2\lambda^2}$ , где  $\alpha$  – высота ПМВ,  $m$  – номер моды,  $\lambda$  – длина

волны излучения. В этом случае излучение распространяется вдоль изогнутого волновода, отражаясь от обеих поверхностей. Поскольку при этом наблюдается очень слабое изменение величины пропускания ПМВ по сравнению с прямым состоянием, то данный режим особого интереса не представляет.

Наиболее важным с точки зрения избыточных потерь является режим „шепчущей галереи“, имеющий место для большинства практических радиусов изгиба, при котором свет распространяется, отражаясь только от одной внешней поверхности. Это становится возможным при малых радиусах изгиба [2]:

$$R \ll R_k = \left[ \frac{3}{8} \left( m + \frac{3}{4} \right) \pi \right]^{-2} \left[ 1 + \left( 2m + \frac{3}{2} \right)^{-2/3} \right]^{-3} \left( \frac{2\pi a^3}{\lambda} \right), \quad (1)$$

при которых внутренняя поверхность ПМВ отводится от взаимодействия с лучом.

В [4] нами было показано, что при однократном отражении от шероховатой поверхности потери ТЕ мод имеют вид:

$$A(\theta_m) = 4\theta_m R e \nu^{-1} + \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \theta_m^2, \quad (2)$$

где  $\sigma^2$  — дисперсия, определяемая шероховатостями поверхности,  $\nu = n - iK$  — комплексный показатель преломления,  $\theta_m$  — угол падения  $m$ -й моды на отражающую поверхность.

В режиме „шепчущей галереи“ лучи моды  $m$ -го порядка распространяются по ПМВ, претерпевая  $N = (2\theta_m R)^{-1}$  отражений ( $\theta_m = \left[ \frac{3\lambda(m - 1/4)}{2R} \right]^{1/3}$ ). Учитывая (2) и предполагая  $R \gg a$ , для

коэффициента потерь  $m$ -й моды получаем следующее выражение:

$$\alpha_m^{TE} = NA(\theta_m) = \frac{1}{2R} \left\{ 4R e \nu^{-1} + \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \left[ \frac{3}{2} \frac{\lambda}{R} \left( m - \frac{1}{4} \right) \right]^{-3} \right\}. \quad (3)$$

Надо отметить, что (3) — коэффициент полных потерь изогнутого ПМВ, а не добавочный член, обусловленный изгибом. Поскольку пропускание волновода  $T = \exp(-\alpha L)$  ( $L$  — длина волновода) задается вкладом каждой из  $m$ -мод, то на изгибе длиной  $L_R = R\chi$  ( $\chi$  — угол изгиба)

$$T_R = \frac{\sum_m 1/m^2 \exp(-\alpha_R^{TE} R \chi)}{\sum_m 1/m^2} = \frac{\sum_m 1/m^2 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ 4R e \nu^{-1} + \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\lambda}{R} \left( m - \frac{1}{4} \right)} \right] \chi \right\}}{\sum_m 1/m^2}, \quad (4)$$

где  $m = 2n + 1$ ;  $n = 1, 2, 3, \dots$

На практике волновод наряду с изогнутой частью имеет и прямой участок. В этом случае величина пропускания

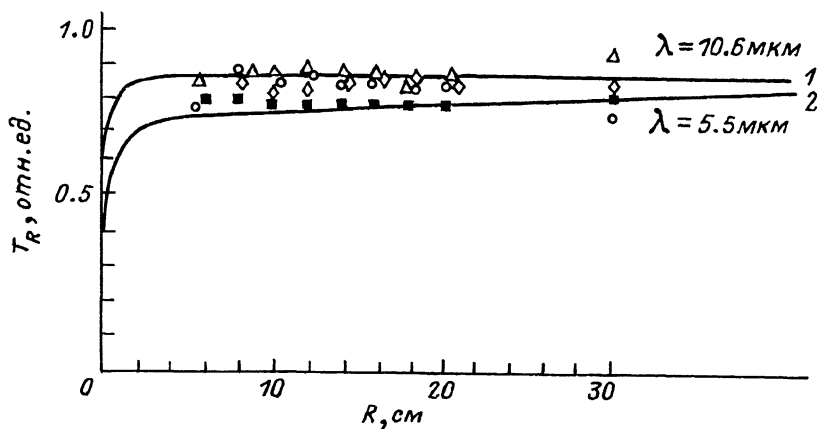


Рис. 2. Зависимость пропускания изогнутого волновода  $T_R$  от радиуса изгиба  $R$  ( $\chi = \pi/2$ ,  $\sigma = 1.5$  мкм).

$$T = \sum_m \frac{1}{m^2} \exp \left\{ - \left[ \frac{m^2 \lambda^2}{4a^3} (L - R\chi) + \frac{\chi}{2} \right] 4Re\gamma^{-1} + \left[ \frac{m^3 \lambda^3}{8a^4} (L - R\chi) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\lambda}{R} \left( m - \frac{1}{4} \right) \chi \right] \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \right\}, \quad (5)$$

а относительное пропускание изогнутого волновода  $P = T_R/T_S$  ( $T_S$  — пропускание прямого ПМВ, полученное нами в [4]) — в виде:

$$P = \frac{\sum_m \frac{1}{m^2} \exp \left\{ - \left[ \frac{m^2 \lambda^2}{4a^3} (L - R\chi) + \frac{\chi}{2} \right] 4Re\gamma^{-1} + \left[ \frac{m^3 \lambda^3}{8a^4} (L - R\chi) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\lambda}{R} \left( m - \frac{1}{4} \right) \chi \right] \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \right\}}{\sum_m \frac{1}{m^2} \exp \left\{ - \frac{m^2 \lambda^2}{4a^3} \left[ 4Re\gamma^{-1} + \frac{m\lambda}{2a} \left( \frac{4\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \right] L \right\}}. \quad (6)$$

Из (4–6) следует, что при фиксированном угле  $\chi$  потери на рассеяние растут быстрее, чем на поглощение и при малых  $R$  становятся доминирующими. Так, в случае „идеального“ ПМВ ( $\sigma = 0$ ), изогнутого на угол  $\chi = \pi/2$ ,  $P$  падает всего на 1% ( $\lambda_{CO_2}$ ) или 2% ( $\lambda_{CO}$ ) при  $R \rightarrow 0$  в случае реального ПМВ (в нашем случае  $\sigma \approx 1.5$  мкм) эти значения составляют 10 и 20% для  $\lambda_{CO_2}$  и  $\lambda_{CO}$  соответственно. Эту зависимость подтверждают экспериментальные данные (рис. 1). Разница в зависимостях  $P_{CO_2}$  и  $P_{CO}$  от  $R$  объясняется тем, что излучение с большей  $\lambda$  менее „чувствительно“ к шероховатостям и имеет меньший коэффициент поглощения, а для меньшей  $\lambda$  критический радиус  $R_K$  оказывается большим, что приводит к более раннему падению величины  $P_{CO}$  по сравнению с  $P_{CO_2}$ . Кроме того, для фиксированной  $\lambda$  относительное пропускание  $P$  больше для меньших значений  $a$  (см. рис. 1). Это обусловлено

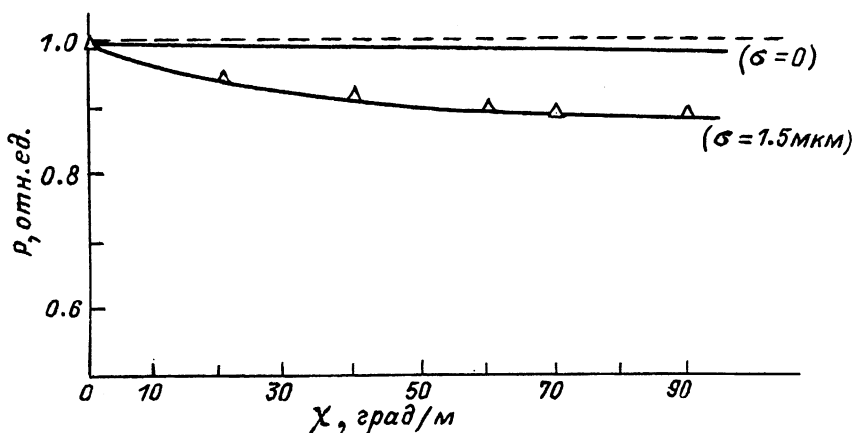


Рис. 3. Зависимость  $P$  изогнутого волновода длиной 0.5 м от угла изгиба  $X$  при  $R = 5.5$  см;  $\lambda = 10.6$  мкм.

тем, что с уменьшением  $\alpha$  уменьшается и критический радиус  $R_{\alpha}$  (т.е. режим „шепчущей галереи“ наступает позже), следовательно, падение наступает при меньших радиусах изгиба.

Подобная зависимость отсутствует на рис. 2, где представлена зависимость  $T_R$  от  $R$ . Действительно, поскольку в этом случае излучение распространяется в режиме „шепчущей галереи“, т.е. отражается только от внешней поверхности, изменение  $\alpha$  не играет роли.

На рис. 3 приведены расчетные и экспериментальная зависимости  $P$  от  $X$  (при фиксированном  $R = 5.5$  см). Из рис. 3, как и из рис. 1, следует, что учет фактора рассеяния излучения на шероховатостях поверхности приводит к совпадению расчетных и экспериментальных значений.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована строгая зависимость коэффициента изгибных потерь ПМВ от длины волны излучения. Отметим, что в ранее предложенных методах расчета [1, 2] эта зависимость очень слабо выражена посредством изменения  $Re\nu^{-1}$ . Проведенные эксперименты подтвердили правомерность подобного подхода. Разработанные нами ПМВ продемонстрировали высокое пропускание излучения  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$  лазеров при изгибах, что позволяет использовать их при конструировании гибких лазерных скальпелей.

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G a r m i r e E., M c M a h o n T., B a s s M. // IEEE Quant. Electron. 1980. V. 16. P. 23.
- [2] M i y a g i M. // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 1221.
- [3] А з и з б е к я н С.В., А р т ю ш е н к о В.Г., Д и а н о в Е.М., К а л а й д ж я н К.И., М и р а к я н М.М. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 4.
- [4] А з и з б е к я н С.В., А р т ю ш е н к о В.Г., Д и а н о в Е.М., К а л а й д ж я н К.И., М и р а к я н М.М. // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 6.
- [5] A r t j u s h e n k o V.G., D i a n o v E.M., K o n o v V.I., M i r a k j a n M.M., N i k i f o r o v S.M., P r o k h o r o v A.M., S i l e n o k A.S., S h c h e r b a k o v I.A. // Proc. SPIE. 1989. 1067. 39.

Институт общей физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
24 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 15

12 августа 1989 г.

05.4; 06.2

### ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК- СВЕРХПРОВОДНИК-ПОЛУПРОВОДНИК-МЕТАЛЛ

С.В. К о з ы р е в, В.Ф. М а с т е р о в,  
А.В. П р и х о д ь к о, А.В. Ф е д о р о в,  
Р.А. Х о п а е в, Д.В. К л я ч к о,  
В.В. У г а р о в

С точки зрения перспективы создания новой элементной базы электроники особый интерес представляет изучение свойств структур типа металл-полупроводник-ВТСП. В настоящей работе приводятся первые результаты исследования температурной зависимости сопротивления и влияния магнитного поля на ВАХ структуры вольфрам-селен-ВТСП ( $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$ ) селен-вольфрам.

Структура готовилась путем плавления смеси селена и порошка ВТСП-керамики на двух скрещенных вольфрамовых проволоках  $\varnothing$  50 мкм. Под действием капиллярных сил расплав втягивался между вольфрамовыми проволоками. Более детально способ приготовления описан в [1], где на структуре вольфрам-селен-вольфрам изучался эффект переключения. Объем бусинок смеси составлял приблизительно  $1 \text{ мм}^3$ . Приведенные ниже экспериментальные данные получены на образцах с соотношением селен / ВТСП- 2: 1 по весу.