

# Распространение субмиллиметровых лазерных пучков в полых волноводах

О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, В.М.Ткаченко, А.Н.Топков

*На основе представления входного поля в виде спектра распространяющихся мод или лучевых трубок предложены модовая и геометрическая методики для расчета распространения излучения в широких круглых полых волноводах при их возбуждении линейно поляризованными гауссовыми пучками. Теоретически и экспериментально найдены условия оптимального возбуждения и определена степень поляризации выходных пучков при их волноводной передаче.*

**Ключевые слова:** субмиллиметровый лазер, металлический волновод, диэлектрический волновод, модовый подход, геометрический подход, возбуждение, поляризация.

## 1. Введение

Формируемые в лазерных резонаторах пучки излучения, используемые в научных и прикладных целях, обычно имеют гауссово распределение интенсивности в поперечном сечении. В ИК и субмиллиметровом (СММ) диапазонах длин волн при создании резонаторов и линий передачи находят применение сверхразмерные полые металлические и диэлектрические волноводы [1–3]. Для разработки волноводных линий передачи необходимо иметь сведения о потерях энергии неоднородных пучков излучения в таких системах, об условиях их оптимального возбуждения, о характере, величине и путях минимизации искажений, вносимых в транспортируемый сигнал.

На возможность использования волноводов, диаметр которых значительно больше длины волны, в качестве линий передачи с малыми потерями указывалось еще в [4]. Однако исследование распространения СММ лазерных пучков в волноводных системах только в последнее время получило развитие в ряде теоретических и экспериментальных работ. В литературе имеются разрозненные сведения о теоретических (с использованием аппарата геометрической оптики) и экспериментальных исследованиях коэффициента передачи излучения газоразрядных лазеров и лазеров с оптической накачкой (ЛОН) в полых волноводах [5–9]. В [10] нами было изучено распространение излучения в полых диэлектрических волноводах при их возбуждении неоднородными пучками, выходящими из центрального отверстия в отражателях газоразрядного HCN-лазера ( $\lambda = 337$  мкм) и ЛОН ( $\lambda = 118.8$  мкм). ЛОН дискретно перестраиваются во всем СММ диапазоне ( $\lambda = 0.1 - 1$  мм) и более удобны для исследований волноводной передачи излучения.

Для металлических волноводов в СММ диапазоне не

выполняется соотношение Маркатили–Шмельтцера [11], определяющее возбуждение в волноводах гибридных мод:  $2\pi a/\lambda \gg |v|U_{kn}$ , где  $a$  – радиус волновода;  $v$  – показатель преломления материала волновода;  $U_{kn}$  –  $n$ -й корень уравнения  $J_{k-1}(U_{kn}) = 0$  ( $J_{k-1}$  – функция Бесселя  $k - 1$ -го порядка);  $k$  и  $n$  характеризуют распространяющуюся гибридную моду. В связи с этим расчет характеристик металлических волноводов проводится по модовой методике с использованием аналитических выражений для волноводных ТЕ- и ТМ-мод, полученных в приближении «идеального металла» [12], хотя в коротковолновой части СММ диапазона металлы нельзя считать идеально проводящими. В то же время при возбуждении диэлектрических волноводов сильно расходящимися пучками излучения значительная доля энергии переносится высшими модами, для которых также может не выполняться приближение Маркатили–Шмельтцера. Поэтому в указанных случаях для проверки модового подхода необходимо использовать альтернативную методику, например геометрическую. При этом известные геометрические методики [7, 8] требуют развития, т. к. не учитывают интерференцию падающего и отраженных от стенок волновода лучей.

Целью данной работы является проведение теоретических и экспериментальных исследований передачи излучения ЛОН с гауссовым профилем интенсивности как в полых металлических, так и в диэлектрических волноводах для нахождения условий оптимального возбуждения волноводов, минимальной деполаризации исходного пучка и выработки рекомендаций по использованию данных волноводов в СММ линиях передачи.

## 2. Теоретические соотношения

### 2.1. Модовый подход

Рассмотрим возбуждение полого круглого металлического волновода линейно поляризованным в направлении  $y$  осесимметричным гауссовым пучком, у которого поле  $\mathbf{E}_0 = y_0 E_{0y}(x, y, 0)$  в плоскости источника  $z' = 0$  имеет вид

О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, В.М.Ткаченко, А.Н.Топков. Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Украина, 61077 Харьков, пл. Свободы, 4; e-mail: Vyacheslav.A.Maslov@univer.kharkov.ua

$$E_{0y}(x, y, 0) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\omega'_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega'^2_0}\right), \quad (1)$$

где  $x_0, y_0$  – орты декартовых координат в направлениях  $x$  и  $y$ ;  $\omega'_0$  – радиус пучка по амплитуде на уровне  $e^{-1}$  от ее максимального значения.

Перейдем к полярным координатам  $(r, \varphi)$  и введем безразмерные параметры  $\rho = r/a, \omega_0 = \omega'_0/a$ . Вследствие заданной таким образом поляризации исходного пучка излучения в волноводе будут возбуждаться только волны  $TE_{1n}$ - и  $TM_{1n}$ -типов [12], где первый индекс  $m = 1$  – азимутальный, а второй индекс  $n$  – радиальный. Поперечные компоненты электрического поля для этих волн найдены в [13]:

$$V_{1n}^{TE}(\rho, \varphi) = x_0 A_{1n} J_2(\chi_{1n} \rho) \sin 2\varphi + y_0 A_{1n} [J_0(\chi_{1n} \rho) - J_2(\chi_{1n} \rho) \cos 2\varphi],$$

$$V_{1n}^{TM}(\rho, \varphi) = -x_0 B_{1n} J_2(\eta_{1n} \rho) \sin 2\varphi + y_0 B_{1n} [J_0(\eta_{1n} \rho) + J_2(\eta_{1n} \rho) \cos 2\varphi],$$

где

$$A_{1n} = \frac{1}{J_2(\chi_{1n}) [2\pi(\chi_{1n}^2 - 1)]^{1/2}}, \quad B_{1n} = \frac{1}{J_2(\eta_{1n}) (2\pi)^{1/2}}$$

– нормирующие множители;  $J_j$  – функция Бесселя 1-го рода  $j$ -го порядка;  $\chi_{1n}$  –  $n$ -й корень уравнения  $J'_1(\chi) = 0$ ;  $\eta_{1n}$  –  $n$ -й корень уравнения  $J_1(\eta) = 0$ .

Тогда распределение поля в поперечном сечении волновода на расстоянии  $z'$  от его входного торца имеет вид

$$E(\rho, \varphi, z') = \sum_n C_n V_{1n}^{TE}(\rho, \varphi) \exp(i\gamma_{1n}^{TE} z') + \sum_n D_n V_{1n}^{TM}(\rho, \varphi) \exp(i\gamma_{1n}^{TM} z'), \quad (2)$$

где амплитуды  $C_n$  и  $D_n$  определяются соотношениями

$$C_n = \iint E_0 V_{1n}^{TE} dS, \quad D_n = \iint E_0 V_{1n}^{TM} dS;$$

$\gamma_{1n} = \beta_{1n} + i\alpha_{1n}$  – постоянные распространения для мод  $TE_{1n}$ - и  $TM_{1n}$ -типов [12].

Рассчитав интенсивность излучения в точке наблюдения  $I(\rho, \varphi, z') = |E(\rho, \varphi, z')|^2$ , найдем поток энергии через сечение волновода на расстоянии  $z'$  от его входного торца:

$$W(z') = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 I(\rho, \varphi, z') \rho d\rho. \quad (3)$$

Полученные соотношения позволяют определить коэффициент передачи излучения в волноводе  $T(z')$  и степень поляризации выходного излучения  $\Pi(z')$ :

$$T(z') = \frac{W(z')}{W(0)}, \quad \Pi(z') = \frac{I_y(z') - I_x(z')}{I_y(z') + I_x(z')}, \quad (4)$$

где

$$I_{x,y}(z') = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \rho d\rho |E_{x,y}(\rho, \varphi, z')|^2.$$

## 2.2. Геометрооптический подход

Аналогично (1) будем считать, что исходный пучок поляризован вдоль оси  $y$ :  $E_0(\rho, 0) = y_0 E_0(\rho, 0)$ . Рассмотрим гауссов пучок на расстоянии  $z'$  от торца волновода. Введем нормированную переменную  $z = z'/z_0$ , где  $z_0 = \pi\omega'^2_0/\lambda$  – дифракционная длина пучка. Распределение поля гауссова пучка в волноводе представим в виде [14]

$$E(\rho, z) = \frac{(2/\pi)^{1/2}}{\omega_0(1+z^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{\rho^2}{\omega_0^2(1+z)}\right] \times \exp\left\{i\left[\frac{\rho^2 z}{\omega_0^2(1+z)} - \arctan z\right]\right\}.$$

Разложим вектор поля распространяющегося пучка на две составляющие – параллельную и перпендикулярную плоскости падения на стенку волновода:

$$E(\rho, \varphi, z) = E_{\parallel}(\rho, \varphi, z) + E_{\perp}(\rho, \varphi, z),$$

где  $E_{\parallel}(\rho, \varphi, z) = E(\rho, z) \sin \varphi$ ;  $E_{\perp}(\rho, \varphi, z) = E(\rho, z) \cos \varphi$ .

Используя геометрическую оптику, будем считать, что пучок состоит из лучевых трубок или лучей, заключенных в пределах элементарного телесного угла, лежащих в меридиональных плоскостях волновода и имеющих общее начало – центр пучка. При таком рассмотрении поле на оси волновода не может быть определено [8]. В любой другой точке наблюдения внутри волновода поле есть суперпозиция полей исходного и отраженного от границы волновода лучей, которые можно считать исходящими из точек, смещенных по  $\rho$  на  $2k$  [8], где  $k$  – число отражений от стенки:

$$E_{\parallel}(\rho, \varphi, z) = \sum_k E_k(\rho_k, z) r_{\parallel}^{|k|} \sin \varphi, \quad (5)$$

$$E_{\perp}(\rho, \varphi, z) = \sum_k E_k(\rho_k, z) r_{\perp}^{|k|} \cos \varphi,$$

где  $\rho_k = 2k + (-1)^k \rho$ ;  $r_{\parallel}, r_{\perp}$  – коэффициенты отражения Френеля [15].

Площадь поперечного сечения лучевой трубки, которое она имела бы без отражений (рис.1), есть  $dS_k = \zeta_k^2 \times \sin \Theta_k d\varphi d\theta$ , где

$$\Theta_k = \arctan \frac{\rho_k \lambda}{\pi \omega_0^2 a z};$$

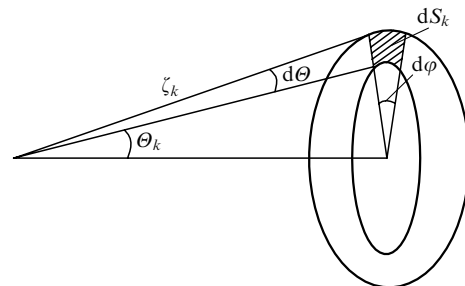


Рис.1. Поперечное сечение лучевой трубки.

$\zeta_k = z/\cos \Theta_k$  – расстояние до точки наблюдения вдоль лучевой трубки. Считаем, что при отражении лучевая трубка фокусируется в линию, лежащую на оси волновода. Тогда в точке наблюдения площадь поперечного сечения лучевой трубки  $dS = \zeta \sin \Theta d\varphi \zeta_k d\Theta$ , где  $\zeta = z/\cos \Theta$ ;

$$\Theta = \arctan \frac{\rho \lambda}{\pi \omega_0^2 a z}.$$

Поскольку поток энергии в лучевой трубке постоянен, то интенсивность  $I'_k(\rho, z)$  в данной точке связана с интенсивностью  $I'(\rho_k, z)$  в несфокусированном пучке выражением

$$I'_k(\rho, z) = \frac{dS_k}{dS} I'(\rho_k, z) = I'(\rho_k, z) \left| \frac{\rho_k}{\rho} \right|,$$

а интенсивность пучков в сечении, перпендикулярном оси волновода, имеет вид  $I_k(\rho, z) = I'_k(\rho, z) \cos \Theta_k$ . Отсюда поле  $k$ -го пучка в (5) определяется формулой

$$E_k(\rho_k, z) = E(\rho_k, z) \left( \left| \frac{\rho_k}{\rho} \right| \cos \Theta_k \right)^{1/2}.$$

Введя  $x$ - и  $y$ -компоненты для поля в левой части (5), найдем для них выражения

$$E_x(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{|\rho|^{1/2}} \sum_k E(\rho_k, z) (r_{\parallel}^{[k]} - r_{\perp}^{[k]}) \times \sin \varphi \cos \varphi (|\rho_k| \cos \Theta_k)^{1/2}, \quad (6)$$

$$E_y(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{|\rho|^{1/2}} \sum_k E(\rho_k, z) (r_{\parallel}^{[k]} \sin^2 \varphi + r_{\perp}^{[k]} \cos^2 \varphi) \times (|\rho_k| \cos \Theta_k)^{1/2}.$$

Поток энергии через сечение волновода в этом подходе находится по формуле (3), а коэффициент передачи излучения в волноводе и степень поляризации выходного пучка – по формуле (4).

### 3. Экспериментальная установка

Структурная схема установки представлена на рис.2. Формирование гауссовых пучков с плоским фазовым фронтом осуществлялось оптической системой, состоя-

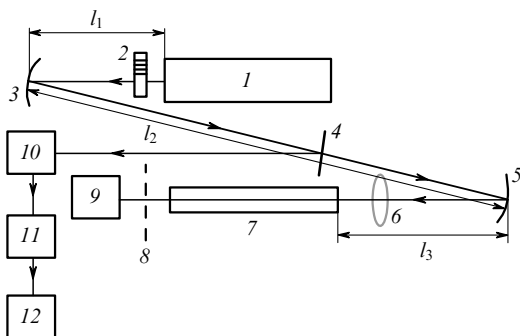


Рис.2. Структурная схема экспериментальной установки: 1 – СММ лазер; 2 – модулятор; 3, 5 – сферические зеркала; 4 – делитель СММ излучения; 6 – линза; 7 – исследуемый волновод; 8 – поляризатор; 9 – измеритель мощности; 10 – пирозлектрический приемник; 11 – измерительный усилитель; 12 – осциллограф.

Табл.1. Зависимость диаметра пучка  $d$  от радиуса кривизны зеркала  $R$ .

$R$ (см)	$l_3$ (мм)	$d$ (мм)
300	1160	6.5
200	875	5.1
100	475	3.5
50	240	2.2

щей из сферических зеркал 3 с радиусом кривизны  $R = 50$  см и зеркал 5 с различными радиусами  $R$ . Расходящийся пучок, выходящий из СММ лазера через отверстие связи в выходном зеркале диаметром 4 мм, попадает на сферическое зеркало 3. Расстояние  $l_1$  выбирается с учетом расходимости излучения таким, чтобы в плоскости зеркала 5 сформировался пучок с фазовым фронтом, близким к плоскому. Для излучения с  $\lambda = 118.8$  мкм расстояние  $l_1 = 570$  мм, расстояние между сферическими зеркалами 3 и 5  $l_2 = 1700$  мм. Полученные диаметры пучков  $d$  на уровне 1/10 от максимальной интенсивности на входном торце волновода в зависимости от радиуса кривизны  $R$  зеркала 5 приведены в табл.1.

Измерение диаметров пучков проведено при их сканировании пирозлектрическим приемником в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, параллельно и перпендикулярно направлению поляризации СММ излучения. Разрешающая способность применяемого детектора составляла 0.2 мм. Для формирования пучков с диаметром меньше 2 мм сферическое зеркало 5 заменялось на плоское, а на расстоянии 24 см от него устанавливались тефлоновые линзы 6 с фокусным расстоянием 24, 14 и 9 см. При этом в перетяжке формировались пучки диаметром соответственно 1.7, 1.3 и 0.9 мм на уровне 1/10 по интенсивности.

Суммарное затухание  $\delta_{\Sigma}$  (в дБ/м) в исследуемом волноводе вычислялось по соотношению  $\delta_{\Sigma} = (1/L)10 \times \lg(P_0/P_1)$ , где  $P_0$  и  $P_1$  – мощности излучения на входе и выходе волновода соответственно;  $L$  – длина волновода. Мощности  $P_0$  и  $P_1$  измерялись болометрическим измерителем БИМО-1 с относительной погрешностью  $\pm 10\%$ . При измерении затухания излучения на  $\lambda = 118.8$  мкм учитывалось затухание в атмосфере  $\delta_{atm}$ , которое определялось на основании измерений мощности в двух сечениях, разнесенных на расстояние  $\sim 1$  м. Затухание в атмосфере зависит от влажности воздуха и не является постоянной величиной. В различные дни оно изменялось в пределах 0.5–0.7 дБ/м. Тогда затухание в волноводе  $\delta_w = \delta_{\Sigma} - \delta_{atm}$ . По измеренному затуханию рассчитывался коэффициент передачи  $T$ .

Измерение степени поляризации излучения проводилось при установке на выходе волновода поляризатора на основе одномерной проволочной решетки. Степень поляризации пучка  $\Pi$  вычислялась по формуле  $\Pi = (P_{\parallel} - P_{\perp}) / (P_{\parallel} + P_{\perp})$ , где  $P_{\parallel}$ ,  $P_{\perp}$  – мощности излучения при параллельном и перпендикулярном расположении решетки относительно направления поляризации падающего излучения.

### 4. Сравнение экспериментальных и численных результатов

С использованием предложенных выше методик проведены расчеты на ЭВМ и измерения коэффициента передачи, степени поляризации излучения в металлических

медных волноводах и в диэлектрических волноводах из стекла при их возбуждении линейно поляризованными гауссовыми пучками  $\text{CH}_3\text{OH}$ -лазера ( $\lambda = 118.8$  мкм) с полем вида (1). Исследования проводились при изменении относительного радиуса исходного пучка  $\omega_0$  в диапазоне 0.1–0.9 (в области его «слабой» дифракции [16]). Для меди поверхностное сопротивление  $R_s = 2.625 \times 10^{-7} (c/\lambda)^{1/2}$  с учетом удельной проводимости металла на постоянном токе  $\sigma_0 = 5.73 \times 10^7$  См/м [17]. Согласно [18] на  $\lambda = 118.8$  мкм расчетный показатель преломления меди  $v \approx 216 + i576$ . Коэффициент передачи излучения диэлектрическими волноводами рассчитывался с использованием модовой методики, описанной нами в [19]. В качестве материала было выбрано пирексовое стекло с расчетным показателем преломления (на  $\lambda = 118.8$  мкм)  $v \approx 2.32 + i0.40$  [20].

На рис.3 приведены результаты измерений и расчетов передаточных характеристик медного и стеклянного волнопроводов с одинаковыми геометрическими размерами: диаметром  $2a = 5.7$  мм ( $a/\lambda \approx 24$ ) и длиной  $L = 60$  мм. Такой выбор длины волнопроводов обусловлен ограничением, накладываемым на этот параметр в геометрикооптическом подходе, и необходимостью проведения расчетов при  $L < a^2/\lambda$  [8]. Представленные результаты показывают качественное совпадение экспериментальных и расчетных данных, полученных по разным методикам. Это указывает на правомерность использования модового подхода в приближении идеального металла на длинах волн более 0.1 мм, и дальнейшие расчеты проводились по данной методике.

Экспериментально и теоретически изучались различные по геометрическим размерам медные волнопроводы с параметрами  $2a = 5.7$  мм ( $a/\lambda \approx 24$ ),  $L = 500$  мм и  $2a = 7.8$  мм ( $a/\lambda \approx 33$ ),  $L = 400$  мм, а также стеклянные вол-

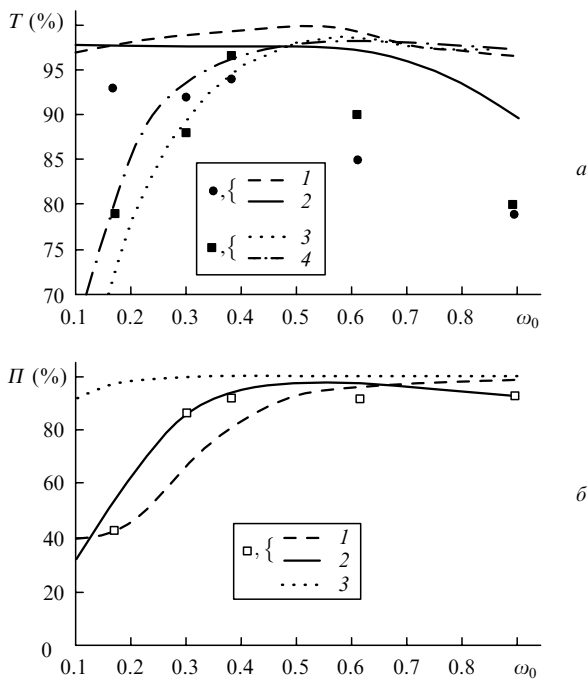


Рис.3. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости коэффициента передачи  $T$  (а) и степени поляризации  $P$  (б) излучения от относительного радиуса  $\omega_0$  возбуждающего пучка в металлическом (1, 2) и диэлектрическом (3, 4) волноводах при  $2a = 5.7$  мм,  $L = 60$  мм. Кривые 1, 3 – расчет по геометрикооптической методике, 2, 4 – по модовой.

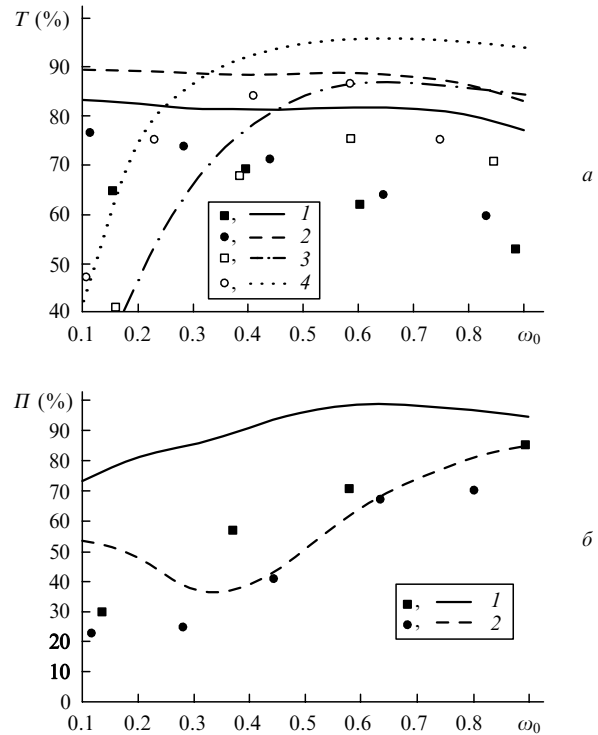


Рис.4. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости коэффициента передачи  $T$  (а) и степени поляризации  $P$  (б) излучения от относительного радиуса возбуждающего пучка  $\omega_0$  в металлическом (1, 2) и диэлектрическом (3, 4) волноводах при  $2a = 5.7$  мм,  $L = 500$  мм (1),  $2a = 7.8$  мм,  $L = 400$  мм (2),  $2a = 5.7$  мм,  $L = 500$  мм (3) и  $2a = 8.5$  мм,  $L = 500$  мм (4).

новоды с параметрами  $2a = 5.7$  мм ( $a/\lambda \approx 24$ ),  $L = 500$  мм и  $2a = 8.5$  мм ( $a/\lambda \approx 36$ ),  $L = 500$  мм. На рис.4 представлены результаты исследования коэффициента передачи и степени поляризации выходного излучения данных волнопроводов. Видно, что в отличие от диэлектрических волнопроводов для металлических волнопроводов коэффициент передачи слабо изменяется при изменении радиуса возбуждающего пучка и не имеет оптимального значения. Анализ результатов расчетов по модовой методике показывает, что при малых  $\omega_0$  основную долю энергии возбуждающего пучка переносят моды высших порядков, имеющие более слабое затухание. С увеличением  $\omega_0$  определяющую роль в спектре излучения играют моды  $\text{TE}_{11}$  и  $\text{TM}_{11}$  с более сильным по сравнению с другими модами затуханием, чем и объясняется уменьшение коэффициента передачи для металлических волнопроводов в случае широких возбуждающих пучков. Для диэлектрических волнопроводов характерен выраженный оптимум максимального коэффициента передачи излучения в волноводе, соответствующий диапазону  $0.5 < \omega_0 < 0.7$ , что хорошо согласуется с аналогичными результатами, полученными при передаче одномодового и многомодового излучения [5, 7, 8, 21–24]. Этот оптимум отвечает передаче максимальной доли энергии возбуждающего пучка основной моде диэлектрического волновода  $\text{EH}_{11}$  [11], имеющей наименьшее затухание.

Для диэлектрических волнопроводов степень поляризации передаваемого излучения близка к 100% и хорошо сохраняется во всем диапазоне параметров исследуемых пучков. В металлических волноводах степень поляризации выходного излучения растет с увеличением радиуса возбуждающего пучка и уменьшением  $a/\lambda$ , что объяс-

няется увеличением вклада волноводной моды  $TE_{11}$  (с максимальной по сравнению с другими модами долей линейно поляризованного излучения) в спектральный состав излучения.

Различие расчетных и экспериментальных данных связано с нерегулярностью поперечного сечения, шероховатостью поверхности и возможным различием расчетных материальных констант для использовавшихся волноводов.

## 5. Заключение

Теоретически и экспериментально исследовано распространение линейно поляризованных пучков СММ лазерного излучения гауссова вида в полых круглых металлических и диэлектрических волноводах. На основе представления входного поля в виде спектра распространяющихся мод или лучевых трубок, лежащих в меридиональных плоскостях волновода и пересекающихся только на его оси с учетом интерференции падающего и отраженных от стенок волновода лучей, предложены новые модовая и геометрооптическая методики для расчета передаточных характеристик излучения в волноводных линиях передачи.

Изучены условия оптимального возбуждения круглых полых волноводов неоднородными пучками излучения гауссова типа с плоским фазовым фронтом на входе волноводов. Установлено, что для диэлектрических волноводов максимальный коэффициент передачи излучения достигается тогда, когда отношение радиуса пучка к радиусу волновода равно 0.5–0.7. Металлические волноводы являются более предпочтительными линиями передачи СММ излучения в том случае, когда радиус возбуждающего пучка составляет не более  $\sim 0.3$  радиуса волновода.

Степень поляризации передаваемого излучения для диэлектрических волноводов близка к 100 % и сохраняется во всем диапазоне параметров исследуемых пучков. Для металлических волноводов характерен рост степени поляризации выходного излучения с увеличением ради-

уса возбуждающего пучка и уменьшением радиуса волновода.

1. Мериакри В.В. *Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники*, № 12, 1 (2002).
2. Kneubuhl F.K., Alfolter E., in: *Infrared and Millimeter Waves* (New York: Acad. Press, 1979, v. 1, p. 235).
3. Roser H.P., Yamanaka M., Wattenbach R., Schultz G.V. *Int. J. Infrared & Millimeter Waves*, **3**, 839 (1982).
4. Капица П.Л. В сб.: *Электроника больших мощностей* (М.: Изд-во АН СССР, 1962).
5. Crenn J.P. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techn.*, **27**, 573 (1979).
6. Crenn J.P., Veron D. *Proc. VI Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves* (Miami Beach, USA, 1981, p. 189).
7. Crenn J.P. *Appl. Opt.*, **21**, 4533 (1982); **24**, 3648 (1985).
8. Frost B.S., Gourlay P.M., Heckenberg N.R., et al. *Appl. Opt.*, **24**, 4414 (1985).
9. Ensheng F. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 702 (1996).
10. Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **17**, 480 (1990).
11. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell. Syst. Techn. J.*, **43**, 1783 (1964).
12. *Справочник по волноводам*. Под ред. Я.Н.Фельда (М.: Сов. Радио, 1952).
13. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 346 (2001).
14. Тарасов Л.В. *Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения* (М.: Радио и связь, 1981).
15. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973, с. 582).
16. Belland P., Crenn J.P. *Appl. Opt.*, **21**, 522 (1982).
17. Tisher F.J. *Proc. VIII Eur. Microwave Conf.* (Paris: Sevenoaks, 1978, p. 524).
18. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., et al. *Appl. Opt.*, **24**, 4414 (1985).
19. Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. *Радиотехника и электроника*, **33**, 700 (1988).
20. Birch J.R., Cook R.J., Harding A.F., et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, 1353 (1975).
21. Зятыцкий В.А., Казанцев Ю.Н. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14**, 1570 (1971).
22. Abrams R.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 838 (1972).
23. Pasquet D., Gautier J.L., Pouvil P. *Int. J. Infrared & Millimeter Waves*, **9**, 555 (1988).
24. Belland P., Crenn J.P. *Int. J. Infrared & Millimeter Waves*, **10**, 1279 (1989).