

Селекция поперечных мод в лазерных резонаторах, содержащих волноводные и открытые участки

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

Теоретически и экспериментально исследованы поперечные моды субмиллиметрового лазерного резонатора, содержащего волноводные и открытые участки, с целью поиска методов селекции мод. Обоснованы расчетом и реализованы два метода, основанные на фильтрации фурье-спектра волноводных мод и использовании их интерференции. Особое внимание уделено селекции мод в перестраиваемых по частоте лазерах. Приведены законы подобия, позволяющие использовать полученные результаты в широких диапазонах размеров резонатора и длин волн.

Ключевые слова: резонатор, селекция мод, поворотные зеркала, волноводные элементы.

1. Введение

В последние годы в лазерах широко используются квазиоптические резонаторы, содержащие как открытые, так и волноводные участки, каждый из которых существенно влияет на формирование типов колебаний. Такие комбинированные резонаторы применяются в капиллярных газоразрядных лазерах [1], волноводных лазерах так называемой складной конструкции [2], субмиллиметровых (СММ) лазерах на свободных электронах [3] и др. В молекулярном лазере с оптической накачкой (ЛОН) с помощью комбинированного резонатора на основе круглого металлического волновода достигнут широкий диапазон перестройки длин волн (от 0.1 до 1 мм) без замены элементов резонатора, а также вдвое уменьшены габариты прибора [4].

Для увеличения выходной мощности в резонаторе миллиметровых и субмиллиметровых генераторов используются сверхразмерные (многомодовые) металлические волноводы, в связи с чем актуальной проблемой для этих генераторов является селекция поперечных мод и получение одномодовой генерации. Решить данную проблему можно путем внесения селективных потерь за счет дифракции на открытых участках резонатора. В работах [5, 6] экспериментально исследовалась селекция мод в СММ ЛОН при размещении плоского зеркала в ближней зоне или зоне дифракции Френеля. Показана возможность селекции моды, сформированной преимущественно модой TE_{01} металлического волновода. Селективные свойства резонатора со сферическими зеркалами изучались в работе [7], где были рассчитаны радиусы кривизны зеркал и расстояния от зеркал до волноводов, оптимальные для селекции мод TE_{01} и TE_{02} , однако главной целью [7] была селекция мод по продольному индексу.

Для лазеров, перестраиваемых в широком диапазоне длин волн, необходима разработка методов, позволяю-

щих технически просто осуществлять селекцию мод при перестройке резонатора. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется селекция поперечных мод в комбинированных резонаторах на примере предложенного нами в [4, 8] широкодиапазонного малогабаритного резонатора СММ ЛОН. Особое внимание уделено селекции мод в лазерах с перестройкой частоты.

2. Теоретическая модель

Теоретическая модель складного комбинированного резонатора (рис.1) содержит круглые металлические волноводы 1, 2, закороченные с одного торца плоскими зеркалами и оптически связанные системой поворотных зеркал (СПЗ), которая включает в себя два сферических зеркала и одно плоское. С целью упрощения задачи будем рассматривать резонатор, обладающий симметрией относительно отражения в плоском зеркале СПЗ. Поперечные размеры элементов резонатора предполагаются такими, что выполняются условия квазиоптического приближения: $(ka_i)^2 \gg 1$ ($i = 1, 2, 3$), где $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, a_i – радиусы зеркал, и парааксиальности: $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ (продольное волновое число намного больше поперечного). Сферические зеркала будем считать аксиально-симметричными квадратичными фазовыми корректорами с фокусным расстоянием f .

Методика численного расчета характеристик низших мод резонатора основана на представлении поля в волноводах в виде суперпозиции собственных волн, а на открытых участках резонатора – в виде дифракционного

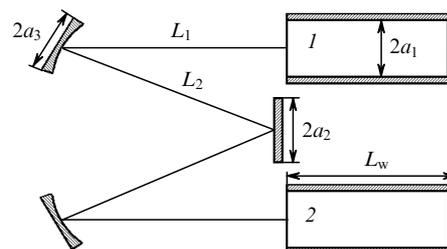


Рис.1. Теоретическая модель исследуемого комбинированного резонатора (1, 2 – волноводы).

интеграла в приближении Френеля. Расчеты проведены для волн TE_{0n} и TE_{1n} , поскольку они формируют выходное излучение, обычно наблюдаемое экспериментально [9, 10].

Комплексные амплитуды вектора электромагнитного поля собственных волн TE_{0n} и TE_{1n} при $z = 0$ (координата z направлена вдоль оптической оси резонатора) с точностью до несущественных для расчета констант имеют следующий вид:

$$V_{0n}(\rho_1, \varphi) = -x_0 A_{0n} J_1(\chi_{0n} \rho_1) \sin \varphi + y_0 A_{0n} J_1(\chi_{0n} \rho_1) \cos \varphi, \quad (1)$$

$$V_{1n}(\rho_1, \varphi) = x_0 A_{1n} J_2(\chi_{1n} \rho_1) \sin 2\varphi + y_0 A_{1n} [J_0(\chi_{1n} \rho_1) - J_2(\chi_{1n} \rho_1) \cos 2\varphi], \quad (2)$$

где x_0, y_0 – орты декартовых координат; $\rho_1 = r/a_1$; r, φ – цилиндрические координаты;

$$A_{0n} = \frac{1}{J_0(\chi_{0n})\sqrt{\pi}}; \quad A_{1n} = \frac{1}{J_2(\chi_{1n})[2\pi(\chi_{1n}^2 - 1)]^{1/2}}$$

– нормирующие множители; J_j – функция Бесселя 1-го рода порядка j ; χ_{mn} – n -й корень уравнения $J'_m(\chi) = 0$; $j = 0, 1, 2$; $m = 0, 1$.

Функции V_{mn} удовлетворяют условию нормировки

$$\int_0^{2\pi} \int_0^1 V_{nm}(\rho_1, \varphi) V_{kp}(\rho_1, \varphi) \rho_1 d\rho_1 d\varphi = \begin{cases} 1, & m = k, n = p, \\ 0, & m \neq k \text{ или } n \neq p. \end{cases} \quad (3)$$

Зависимость амплитуд от z определяется выражением

$$V_{mn}(\rho_1, \varphi, z) = V_{mn}(\rho_1, \varphi) \exp(i\gamma_{mn}z), \quad (4)$$

где $\gamma_{mn} = \beta_{mn} + i\alpha_{mn}$ – постоянная распространения собственной волны.

Следуя работе [9], выражения для β_{mn} и α_{mn} запишем в виде

$$\beta_{mn} = \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{\chi_{mn}}{a_1} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\alpha_{mn} = \frac{R_s}{\eta a_1} \left[\frac{m^2}{\chi_{mn}^2 - m^2} + \left(\frac{\lambda \chi_{mn}}{2 \pi a_1} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{\lambda \chi_{mn}}{2 \pi a_1} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

где $\eta = 376.73$ Ом – волновое сопротивление свободного пространства; R_s – поверхностное сопротивление материала волноводов, для меди равно $2.61 \cdot 10^{-7} (c/\lambda)^{1/2}$ Ом; c – скорость света в вакууме.

Амплитуду поля волнового пучка, падающего на открытый торец волновода l ($z = 0$), будем искать в виде

$$U(\rho_1, \varphi) = \sum_n^N C_n V_{mn}(\rho_1, \varphi). \quad (6)$$

Вследствие аксиальной симметрии элементов резонатора задача о нахождении коэффициентов C_n решается независимо для каждого класса собственных волн. По-

скольку резонатор симметричен относительно плоского зеркала СПЗ, распределение исходного поля собственного типа колебаний после прохода по волноводу l до закорачивающего зеркала и обратно и далее до открытого торца волновода 2 воспроизводится с коэффициентом μ . Из условия воспроизводимости поля получим для каждого класса собственных волн систему линейных уравнений

$$\sum_n^N C_n b_{qn} \exp(i2\gamma_{mn}L_w) = \mu C_q, \quad q = 1, \dots, N, \quad (7)$$

где

$$b_{qn} = 2\pi A_{0q} A_{0n} \int_0^1 \int_0^1 J_1(\chi_{0q} \rho'_1) Q_1(\rho_1, \rho'_1) \times J_1(\chi_{0n} \rho_1) \rho_1 d\rho_1 \rho'_1 d\rho'_1, \quad m = 0; \quad (8)$$

$$b_{qn} = 2\pi A_{1q} A_{1n} \int_0^1 \int_0^1 [J_0(\chi_{1q} \rho'_1) Q_0(\rho_1, \rho'_1) J_0(\chi_{1n} \rho_1) \rho_1 + J_2(\chi_{1q} \rho'_1) Q_2(\rho_1, \rho'_1) J_2(\chi_{1n} \rho_1)] \rho_1 d\rho_1 \rho'_1 d\rho'_1, \quad m = 1;$$

$$Q_j(\rho_1, \rho'_1) = \int_0^1 Q_j(\rho_2, \rho'_1) Q_j(\rho_1, \rho_2) \rho_2 d\rho_2; \quad (9)$$

$\rho'_1 = r/a_1$ – безразмерная координата на открытом торце волновода 2 . Здесь ядра интегральных преобразований с точностью до постоянного фазового множителя определяются выражением

$$Q_j(\rho_p, \rho_{3-p}) = -4\pi^2 N_0 \frac{N_p}{1 - \gamma_{3-p}} \exp[i\pi(N_1 \rho_1^2 + N_2 \rho_2^2)] \times \int_0^1 \exp(i\pi N_0 Z \rho_3^2) J_j(2\pi N_1 \xi_1 \rho_1 \rho_3) J_j(2\pi N_2 \xi_2 \rho_2 \rho_3) \rho_3 d\rho_3, \quad (10)$$

где $\rho_2 = r/a_2, \rho_3 = r/a_3$ – безразмерные координаты на плоском и сферическом зеркалах;

$$N_0 = \frac{a_3^2}{\lambda f}; \quad N_p = \frac{a_p^2}{\lambda L_p}; \quad Z = \frac{1 - \gamma_1 \gamma_2}{(1 - \gamma_1)(1 - \gamma_2)};$$

$$\gamma_p = 1 - \frac{L_p}{f}; \quad \xi_p = \frac{a_3}{a_p}; \quad p = 1, 2.$$

Решение системы уравнений (7) дает N собственных значений μ и столько же собственных векторов, компоненты которых представляют собой коэффициенты разложения мод резонатора по волноводным модам. Доля энергии моды, переносимая волной TE_{mn} , определяется величиной $|C_n|^2$. Относительные потери энергии и дополнительный к геометрооптическому фазовый сдвиг моды за круговой обход резонатора определяются соответственно выражениями:

$$\delta = 1 - |\mu|^4, \quad \Phi = 2 \arctan \frac{\text{Im} \mu}{\text{Re} \mu}. \quad (11)$$

Можно показать, что если в (9), (10) положить $L_1 = L_2 = f$, а верхние пределы интегралов (апертуры зеркал) устремить к бесконечности, то распределение поля пучка будет передаваться от одного волновода к другому без

искажения [8]. Это происходит потому, что каждый из фазовых корректоров производит точное интегральное преобразование Фурье–Бесселя пучка при его передаче из одной фокальной плоскости в другую [11]. Характерный размер пучка на плоском зеркале СПЗ (в области фурье-образа) равен произведению угла расходимости пучка в дальней зоне дифракции (пропорционального λ/a_1) на фокусное расстояние f . Уменьшая радиус плоского зеркала a_2 , можно ожидать подавления мод, сформированных высшими волнами волновода, поскольку угол расходимости последних растет с увеличением поперечных индексов m, n .

Если в (9) и (10) положить $L_2 = f, L_1 \geq f$ при бесконечных апертурах зеркал, то плоскость исходного распределения пучка и плоскость его воспроизведения сместятся от волноводов 1 и 2 соответственно на расстояние $L_1 - f$. Таким образом, влияние СПЗ на моды резонатора будет эквивалентно влиянию участка свободного пространства длиной $2(L_1 - f)$ между волноводами. Поскольку энергетические потери за счет дифракции на таком участке растут с увеличением поперечных индексов мод [10], следует ожидать селекции низших мод.

3. Результаты расчета

Численный расчет зависимости потерь энергии мод резонатора от a_2 и L_1 проведен по формулам (7)–(11). Геометрические размеры резонатора в расчетной модели выбирались близкими к размерам резонатора малогабаритного широкодиапазонного СММ ЛОН ($a_1 = 9.9$ мм, $L_w = 425$ мм, $f = 80$ мм, $a_3 = 21$ мм, материал волноводов – медь).

Расчет проводился на крайних длинах волн СММ диапазона $\lambda = 0.1$ и 1 мм, а также на $\lambda = 0.4326$ мм (линия генерации ЛОН на муравьиной кислоте при накачке CO_2 -лазером на переходе $9R(20)$). Число N членов разложения в формуле (7), определяемое необходимой точностью расчета, выбрано равным 20.

На рис.2 представлены расчетные зависимости потерь для четырех наиболее добротных мод от безразмерного параметра $N_{12} = a_1 a_2 / \lambda f$ при $L_1 = L_2 = f$. Расчет $|C_n|^2$ показал, что каждая мода резонатора более чем на 99.5 % сформирована одной из собственных мод волновода, поэтому типам колебаний резонатора присвоены обозначения соответствующих мод волновода. Кривые потерь, соответствующие разным λ , различаются только из-за различия волноводных потерь и ограничения пучка апертурами сферических зеркал. Наибольшие различия

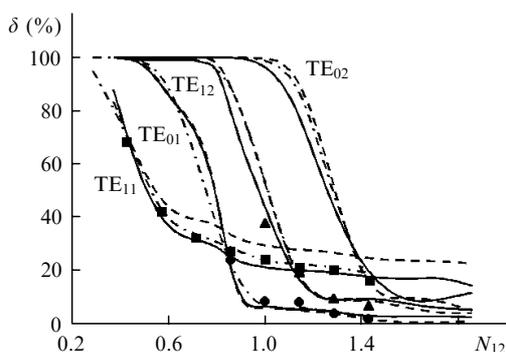


Рис.2. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости потерь мод TE_{11} , TE_{01} , TE_{12} и TE_{02} от N_{12} для $\lambda = 0.1$ (сплошные кривые), 0.4326 (штриховые кривые и точки), 1.0 мм (штрихпунктир).

имеют место для моды TE_{11} , волноводные потери которой максимальны.

При $N_{12} < 0.8$ наблюдается селекция моды TE_{11} , однако потери на этой моде превышают 25 %. Уменьшить их можно путем увеличения диаметра волновода, но в этом случае условия применимости приближения Френеля потребуют такого увеличения габаритов системы, что будут утрачены преимущества волноводного резонатора.

Для селекции моды TE_{01} параметр N_{12} должен составлять 0.9–1.1. Потери наиболее близкой по добротности моды TE_{11} можно дополнительно увеличить за счет увеличения волноводных потерь. При перестройке частоты резонатора радиус плоского зеркала СПЗ должен изменяться пропорционально λ , что легко осуществить с помощью ирисовой диафрагмы.

При такой селекции моды TE_{01} ее потери составляют 6 %, в то время как потери ближайшей по добротности подавляемой моды примерно на 20 % больше. Существенно увеличить эту разницу позволяет выбор длины участка свободного пространства L_1 .

При $L_1 > f$, достаточно большой апертуре a_3 и $N_{12} = \text{const}$ поведение типов колебаний комбинированного резонатора определяется двумя безразмерными параметрами: $N_w = \lambda L_w / a_1^2$ и $N_L = \lambda(L_1 - f) / a_1^2$. Параметр N_w задает разность фазовых сдвигов собственных волн после обхода волновода, которая при условии $(\chi_{mn}' / ka_1)^2 \ll 1$ приближенно описывается выражением [9]

$$\Delta\varphi_{mn,mn'} \approx \frac{N_w}{2\pi} (\chi_{mn'}^2 - \chi_{mn}^2). \quad (12)$$

Параметр N_L является обратной величиной обычно используемого в задачах дифракции числа Френеля для участка свободного пространства длиной $L_1 - f$ и характеризует дифракцию волнового пучка на участке СПЗ. Резонаторы с одинаковыми параметрами N_w и N_L подобны. Причины возможных различий характеристик их мод те же, что и для рассмотренного выше закона подобия, задаваемого параметром N_{12} .

На рис.3 приведены зависимости потерь низших мод резонатора от параметра N_L для различных значений параметра N_w . Заметим, что с увеличением N_L моды резонатора становятся менее «чистыми», т. е. в разложении (6) растет число других собственных волн, переносящих заметную долю энергии моды. Модам резонатора при-

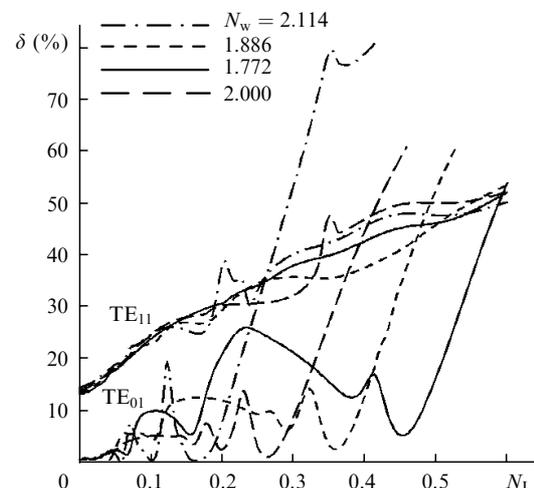


Рис.3. Зависимости потерь мод TE_{11} и TE_{01} от N_L для разных N_w .

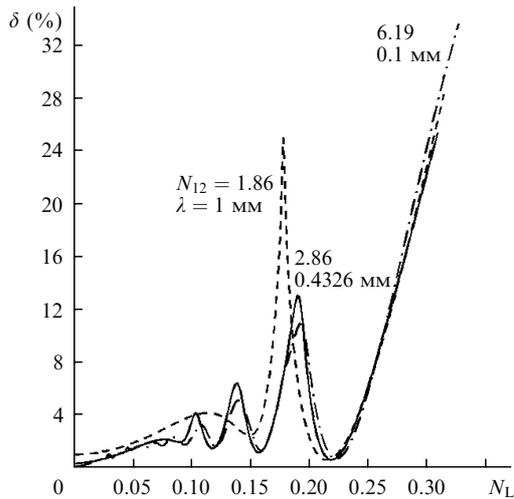


Рис.4. Зависимости потерь моды TE_{01} от N_L для разных N_{12} при $N_w = 2.07$.

своены индексы волн, доля которых максимальна. Без существенного ограничения общности полученных результатов расчеты можно было выполнять при $\lambda = 0.4326$ мм, $a_1 = 9.9$ мм, $a_2 = 10$ мм, $a_3 = 21$ мм, $f = 80$ мм и варьировании L_1 и L_w .

Общая тенденция полученных зависимостей – увеличение потерь с ростом N_L (т. е. длины участка свободного пространства L_1). Однако эти зависимости имеют локальные минимумы, особенно ярко выраженные для моды TE_{01} . Исследование волнового состава моды TE_{01} показало, что в минимумах кривых мода формируется в основном двумя собственными волнами. В крайнем правом минимуме к собственной волне TE_{01} примешивается приблизительно 20 % (по энергии) волны TE_{02} , в следующем (в направлении уменьшения N_L) минимуме – около 7 % волны TE_{03} , в следующем – около 3 % волны TE_{04} и т. д.

Причина возникновения минимумов потерь такова. При определенных фазовых сдвигах волноводных мод (12) на открытом торце волновода формируется сходящийся пучок. Если кривизна фазового фронта компенсирует расходимость пучка при распространении по участку свободного пространства длиной $2(L_1 - f)$, то наблюдается минимум потерь. Расчеты фазового фронта подтвердили, что потери минимальны, когда выходящий из открытого торца волновода сходящийся пучок имеет сферический фазовый фронт, а входящий – плоский.

Для селекции моды TE_{01} наиболее целесообразно использовать минимум, соответствующий наибольшему N_L , т. к. в этом случае потери остальных мод максимальны. Поскольку этот минимум главным образом обусловлен разностью фазовых сдвигов волн TE_{01} и TE_{02} , нами были проведены расчеты потерь резонаторных мод для $\Delta\varphi_{01,02}$, изменяющихся от 2π до 4π с шагом 0.1π , что соответствует изменению N_w на 0.0572. Было обнаружено, что, если $\Delta\varphi_{01,02}$ находится в интервале $3.1\pi - 3.7\pi$ (N_w – в интервале 1.772–2.114), то потери моды TE_{01} в крайнем правом минимуме кривой составляют от 6 до 0.2 %, т. е. не больше, чем при селекции с помощью диафрагмы. С изменением N_w от верхней границы интервала до нижней положение минимума N_L^{\min} смещается с 0.165 до 0.450. При этом потери ближайшей по добротности моды TE_{11} в точках $N_L = N_L^{\min}$ почти монотонно увеличиваются с 25 до 45 %. Таким образом, селекция с

помощью участка свободного пространства по сравнению с селекцией с помощью диафрагмы позволяет либо уменьшить потери селективируемой моды, либо сильнее подавить остальные моды.

Законы подобия проверялись на разных длинах волн СММ диапазона при соответствующем изменении L_w . На рис.4 приведены зависимости потерь моды TE_{01} от N_L при $\lambda = 0.1, 0.4326, 1$ мм и $N_{12} = 6.19, 2.86, 1.86$ соответственно ($N_w = 2.07$). В пределах крайнего правого минимума кривые близки даже для разных N_{12} . С уменьшением N_{12} вклад высших волн в резонаторную моду уменьшается и последовательно исчезают минимумы, вызванные интерференцией собственной волны TE_{01} с этими волнами.

4. Результаты эксперимента

Структурная схема экспериментальной установки для исследования поперечных мод пассивного комбинированного резонатора и методов их селекции представлена на рис.5. Исследуемый резонатор 5 с $L_w = 465$ мм, $a_1 = 10$ мм и $a_3 = 21$ мм работал «на проход». Для изменения радиуса a_2 плоского зеркала СПЗ использовалась ирисовая диафрагма 7. Все элементы резонатора были смонтированы на измерительной линии ИЗА-2, которая позволяла прецизионно (с перекосом не более 1'') с помощью электропривода 12 перемещать вдоль оптической оси либо полупрозрачные «закорачивающие» отражатели, либо СПЗ. В качестве полупрозрачных отражателей использовались сетки с периодом 100 мкм из никелевых лент шириной 25 мкм и толщиной 17 мкм. Для $\lambda = 0.4326$ мм, на которой проводились исследования, коэффициент пропускания сеток составлял 6 %.

Резонатор возбуждался через один из полупрозрачных отражателей излучением СММ ЛОН, состоящего из CO_2 -лазера накачки 1 и СММ ячейки 2. Возбуждающий пучок модулировался обтюратором 3 и согласовывался с резонатором с помощью квазиоптического тракта и тefлоновой линзы 4 с фокусным расстоянием 30 см. Прошедшее через резонатор излучение регистрировалось приборами 8–11.

Методика измерений аналогична описанной в [10]. Спектр собственных мод резонатора регистрировался при изменении длины резонатора электроприводом 12.

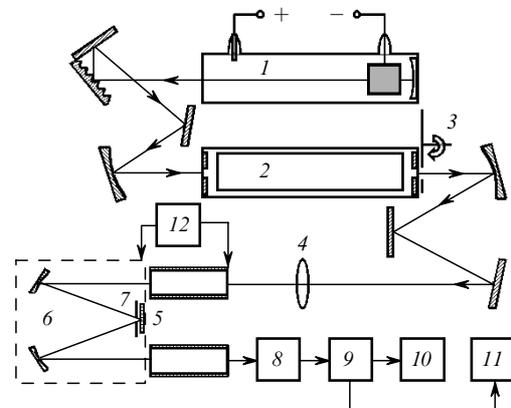


Рис.5. Схема экспериментальной установки:

1 – CO_2 -лазер; 2 – СММ-ячейка; 3 – обтюратор; 4 – линза; 5 – комбинированный резонатор; 6 – СПЗ; 7 – ирисовая диафрагма; 8 – пьезоэлектрический приемник; 9 – усилитель; 10 – осциллограф; 11 – самописец; 12 – электропривод перемещения отражателей и СПЗ.

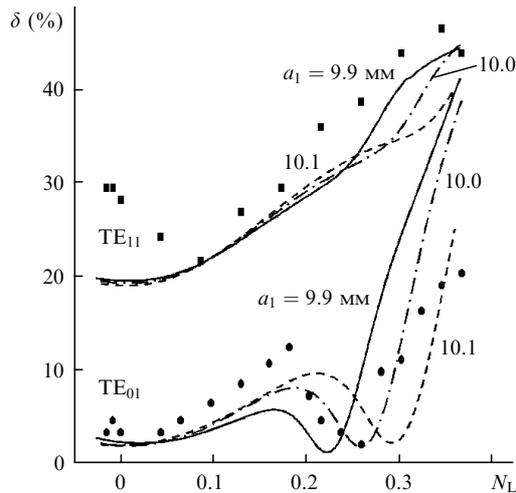


Рис. 6. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости потерь мод TE_{11} и TE_{01} от N_L для разных a_1 .

Поперечные моды идентифицировались по межмодовым интервалам (рассчитанным по фазовым сдвигам (11)) и хорошо известным из теории поперечным распределениям интенсивности и поляризации волноводных мод. Смещением линзы 4 вдоль и поперек возбуждающего пучка коэффициент передачи резонатора максимизировался на любой заданной моде. Полные энергетические потери δ_Σ за круговой обход резонатора определялись путем измерения ширины резонансной кривой. Относительная погрешность измерения потерь не превышала $\pm 5\%$.

Из полных потерь мы выделяли ту часть δ , которая рассчитывается по формуле (11) и определяется дифракционными и волноводными потерями, а также постоянную часть δ_c , которая определяется потерями в отражателях, потерями за счет неточности юстировки СПЗ и т. д. Интересующая нас величина δ находилась по формуле

$$\delta = \frac{\delta_\Sigma - \delta_c}{1 - \delta_c}. \quad (13)$$

Очевидно, что при $\delta \rightarrow 0$ неизвестная величина δ_c будет равна измеренным полным потерям. В эксперименте это достигалось при достаточно большой диафрагме, когда последняя переставала вносить потери в моду TE_{01} (область $N_{12} > 1.8$ на рис.2). Измеренное $\delta_c = 23.5\%$.

На рис.2 точками нанесены значения δ , полученные путем измерения полных потерь мод TE_{01} , TE_{11} и TE_{12} при изменении радиуса диафрагмы a_2 от 1.5 до 5 мм, что соответствует изменению N_{12} от 0.43 до 1.43. При этом L_1 и L_2 оставались равными f . Экспериментальные точки хорошо соответствуют расчетным кривым.

Для экспериментальной проверки зависимости потерь от параметра N_L расстояние L_1 изменялось путем перемещения СПЗ как целого относительно волноводов. При этом диаметр диафрагмы был равен 10 мм. Результаты измерений потерь мод TE_{01} и TE_{11} показаны точками на рис. 6. Из-за малости параметра N_{12} зависимость потерь моды TE_{01} имеет один минимум. Для сравнения на рис.6 кривыми показаны расчетные зависимости. Поскольку радиус реальных волноводов в различных сечениях известен с невысокой точностью, то расчет про-

веден для $a_1 = 9.9, 10$ и 10.1 мм. Видно, что изменение N_w на $\pm 2\%$, вызванное таким изменением радиуса волновода, приводит к значительному сдвигу минимума потерь по оси N_L . В этом случае, а также при перестройке резонатора по длинам волн для минимизации потерь необходимо оптимизировать расстояние L_1 . Результаты расчета и эксперимента в целом достаточно близки. Небольшое их различие вызвано, возможно, пренебрежением в расчете абберациями волнового пучка из-за наклонного падения на сферические зеркала, неидеальностью волноводов и зеркал и т. д.

5. Заключение

Итак, нами предложены и исследованы два метода селекции поперечных мод комбинированного резонатора, достаточно просто реализуемые на практике. Главное преимущество метода селекции с помощью ирисовой диафрагмы – возможность его применения в широком диапазоне λ без замены элементов резонатора. Метод селекции участком свободного пространства позволяет повысить эффективность селекции моды TE_{01} , но применим в ограниченном диапазоне λ , который определяется размерами волновода. Несмотря на то что для теоретического описания мод использован дифракционный интеграл в приближении Френеля, полученные результаты при $N_L \rightarrow 0$ могут быть интерпретированы для резонаторов, содержащих сколь угодно малые участки свободного пространства. Они также справедливы при любых размерах резонатора и длинах волн, если выполняются указанные в работе приближения и законы подобия. Принципы, лежащие в основе методов селекции, – фильтрация пространственного фурье-спектра волноводных мод и использование их интерференции – могут быть перенесены на резонаторы, содержащие любые волноводы.

Заметим, что для селекции поперечных мод, вообще говоря, достаточно использовать селектор, состоящий из квадратичного фазового корректора и обратноотражающего плоского зеркала. Однако рассмотренный в работе резонатор при включении его «на проход» оказался удобнее как для экспериментального исследования, так и для создания малогабаритного СММ лазера с оптической накачкой.

1. Abrams R.L., Chester A.N. *Appl. Optics*, **13**, 2117 (1974).
2. Jackson P.E., Hall D.R., Hill C.A. *Appl. Optics*, **28**, 935 (1989).
3. Клеев А.И., Маненков А.Е. *Радиотехника и электроника*, **33**, 1387 (1988).
4. Маслов В.А., Свич В.А., Ткаченко В.М., Топков А.Н., Юндев Д.Н. *Физика плазмы*, **20**, 30 (1994).
5. Hodges D.T., Hartwick T.S. *Appl. Phys. Letts*, **23**, 252 (1973).
6. Гурин О.В., Дегтярев А.В., Свич В.А., Ткаченко В.М., Топков А.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 33 (1997).
7. Денисов Г.Г., Луковников Д.А., Шапиро М.А. *Радиотехника и электроника*, **5**, 796 (1992).
8. Епишин В.А., Рябых В.Н., Ткаченко В.М., Топков А.Н., Юндев Д.Н. Патент РФ № 2025008 от 21.06.1991г.; *Изобретения*, № 23, 171 (1994).
9. Roser H.D., Yamanaka M., Wattenback R., Shultz G.V. *Intern. J. Infrared Millimeter Waves*, **3**, 839 (1982).
10. Дегтярев А.В., Свич В.А., Ткаченко В.М., Топков А.Н. В сб. *Использование радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов* (Харьков, изд-е ИРЭ АН Украины, 1993, с.105).
11. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М., Мир, 1970).