

Селекция высших поперечных мод волноводного квазиоптического резонатора

А.В.Володенко, О.В.Гурин, А.В.Дегтярев, В.А.Маслов, В.А.Свич, А.Н.Топков

Описан метод пространственной фильтрации для селективного возбуждения в волноводном квазиоптическом резонаторе отдельных высших поперечных типов колебаний с высокой степенью дискриминации нежелательных мод, основанный на использовании зеркала с дискретно расположенными на его поверхности поглощающими или рассеивающими неоднородностями. Теоретически и экспериментально подтверждено эффективное возбуждение таких мод в волноводном диэлектрическом резонаторе с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом в субмиллиметровом диапазоне длин волн ($\lambda = 0.4326$ мм).

Ключевые слова: формирование пучка, лазерные резонаторы, селекция поперечных мод, амплитудный фильтр, фурье-оптика.

1. Введение

В последние годы в лазерах широко используются волноводные квазиоптические резонаторы (ВКОР), в которых оптическое поле формируется не только зеркалами, но и размещенными между ними сверхразмерными волноводами. Такие комбинированные резонаторы применяются в капиллярных газоразрядных лазерах [1–3], волноводных лазерах складной конструкции [4], субмиллиметровых (СММ) лазерах на свободных электронах [5] и т. д. Распространенными критериями выбора конфигурации резонатора являются минимальные дифракционные и волноводные потери и максимальная разреженность спектра собственных частот [6].

Существенный недостаток СММ лазеров с ВКОР на основе полых волноводов – многомодовость излучения, т. е. потери многих поперечных мод в них незначительны. В связи с этим актуальной проблемой для данных генераторов является селекция поперечных мод и получение одномодовой генерации. Области стабильности ВКОР по отношению к основной моде успешно формируются путем внесения селективных потерь за счет дифракции на открытых участках резонатора [7–10].

В настоящей работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследований селективного возбуждения отдельной высшей поперечной моды в комбинированных резонаторах на примере предложенного нами в [11] широкодиапазонного малогабаритного резонатора СММ лазера с оптической накачкой (ЛОН), в котором в качестве одного из зеркал используется неоднородное амплитудно-ступенчатое зеркало.

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

Поступила в редакцию 27 апреля 2009 г., после доработки – 27 сентября 2009 г.

2. Теоретические соотношения

Схема рассматриваемого складного комбинированного резонатора представлена на рис. 1. Резонатор содержит круглые диэлектрические волноводы 1, 2 радиусом a_1 и длиной L , заглушенные с одного торца плоскими зеркалами и оптически связанные системой поворотных зеркал (СПЗ), которая включает в себя два сферических зеркала 3, 4 и одно плоское зеркало 5. Использование последнего позволяет расположить волноводы параллельно друг другу и уменьшить внеосевую aberrацию благодаря малым углам между оптической осью СПЗ и нормальными к сферическому и плоскому зеркалам. С целью упрощения задачи будем рассматривать резонатор, обладающий симметрией относительно своего отражения в плоском зеркале СПЗ. Поперечные размеры элементов резонатора предполагаются такими, что выполняются условие квазиоптического приближения $(ka_i)^2 \gg 1$ ($i = 1-3$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, a_2 , a_3 – радиусы зеркал) и условие параксиальности $k_{\parallel} \gg k_{\perp}$ (продольное волновое число намного больше поперечного). Сферические зеркала, находящиеся на расстоянии L_1 от торцов волноводов, будем считать аксиально-симметричными квадратичными фазовыми корректорами с фокусным расстоянием F . На расстоянии L_2 от фазовых корректоров располагается неоднородное плоское зеркало диамет-

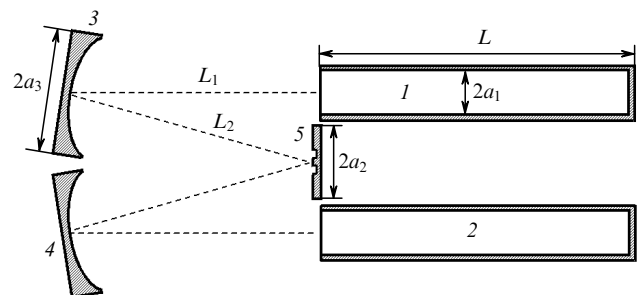


Рис. 1. Схема волноводного квазиоптического резонатора: 1, 2 – волноводы; 3, 4 – сферические зеркала; 5 – плоское зеркало.

ром $2a_2$ с пространственным фильтром. Остальные размеры резонатора указаны на рис. 1.

Теоретическое рассмотрение основано на методах фурье-оптики и исследовании собственных колебаний [12, 13]. Процесс формирования резонаторных типов колебаний описывается как интерференция распространяющихся навстречу друг другу по волноводу и на участках свободного пространства волновых пучков, отражаемых рефлекторами. Наличие сферических зеркал и неоднородностей на зеркалах опишем с помощью функций амплитудно-фазовой коррекции [14]. При численном исследовании характеристик мод диэлектрического ВКОР ограничимся практически важным случаем генерации линейно поляризованного излучения в виде LP_{nm} волн (где n и m – целочисленные азимутальный и радиальный индексы волн соответственно) [15]. При $n = 0$ обозначение LP_{nm} для волн соответствует симметричным EH_{1m} -волнам, при $n = 1$ – комбинированным $TE_{0m} + EH_{2m}$ -волнам, при $n \geq 2$ – комбинированным $EH_{-|n-1|m} + EH_{-|n+1|m}$ -волнам. Амплитуды поперечных компонент электрического поля для LP_{nm} волн, составляющие полную систему ортонормированных функций, имеют следующий вид:

$$V_{nm}(\rho_1, \varphi_1) = f_{nm} J_n(U_{nm} \rho_1) \cos n \varphi_1, \quad (1)$$

где $\rho_1 = r_1/a_1$; r_1 , φ_1 – цилиндрические координаты в волновод; J_n – функции Бесселя первого рода n -го порядка; U_{nm} – корни уравнения $J_n(U_{nm}) = 0$;

$$f_{nm} = \begin{cases} [\sqrt{\pi} J_1(U_{0m})]^{-1} & \text{при } n = 0, \\ \sqrt{2} [\sqrt{\pi} J_{n+1}(U_{nm})]^{-1} & \text{при } n > 0 \end{cases}$$

– нормирующие множители. Постоянные распространения LP_{nm} волн [16]

$$\gamma_{nm} \approx k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{U_{nm} \lambda}{2\pi a_1} \right)^2 \left(1 - \frac{iv_0 \lambda}{\pi a_1} \right) \right], \quad (2)$$

где $v_0 = 0.5(v^2 + 1)/(v^2 - 1)^{1/2}$; v – показатель преломления стенки волновода.

Методика численного расчета волноводного квазиоптического резонатора в общем виде приведена в работе [10]. Она основана на представлении поля в волноводах в виде суперпозиции собственных LP_{nm} волн, а на открытых участках резонатора – в виде дифракционного интеграла в приближении Френеля. Тогда задача о собственных колебаниях в рассматриваемом резонаторе сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений:

$$\mu C_k = \exp(i\gamma_{nk}L) \sum_{m=1}^M \exp(i\gamma_{nm}L) \int_0^1 V_{nm}(\rho_1) Q_k(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \quad (3)$$

$$k = 1, \dots, M,$$

где

$$Q_k(\rho_1) = \int_0^1 Q_0(\rho_1, \rho'_1) V_{nk}(\rho'_1) \rho'_1 d\rho'_1; \quad (4)$$

$$Q_0(\rho_1, \rho'_1) = \int_0^1 Q(\rho_1, \rho_2) Q(\rho_2, \rho'_1) T(\rho_2) d\rho_2;$$

$T(\rho_2)$ – функция амплитудной коррекции неоднородного зеркала; $\rho_2 = r_2/a_2$ и $\rho'_1 = r_1/a_1$ – безразмерные радиаль-

ные координаты на неоднородном зеркале и открытом торце волновода 2 соответственно. Здесь ядра интегральных преобразований с точностью до постоянного фазового множителя определяются выражением

$$Q(\rho_p, \rho_{3-p}) = -4\pi^2 N_3 \frac{N_p}{1 - \gamma_{3-p}} \exp [i\pi(N_p \rho_p^2 + N_{3-p} \rho_{3-p}^2)] \times \int_0^1 \exp [i\pi(N_3 Z_p \rho_3^2)] J_n(2\pi N_p \xi_p \rho_p \rho_3) \times J_n(2\pi N_{3-p} \xi_{3-p} \rho_{3-p} \rho_3) \rho_3 d\rho_3, \quad (5)$$

где

$$N_p = \frac{a_p^2}{\lambda L_p}; \quad Z_p = \frac{1 - \gamma_p \gamma_{3-p}}{(1 - \gamma_p)(1 - \gamma_{3-p})};$$

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

Решение системы уравнений (3) дает M собственных значений μ и столько же собственных векторов, компоненты которых представляют собой коэффициенты разложения мод резонатора по волноводным волнам. Доля энергии резонаторной моды, переносимая волноводными LP_{nm} волнами, определяется величиной $|C_m|^2$. Относительные потери энергии и дополнительный к геометрооптическому фазовый набег моды за круговой обход резонатора определяются соответственно выражениями

$$\delta = 1 - |\mu|^4, \quad \Phi = 2 \arg \mu. \quad (6)$$

Для реализации метода пространственной фильтрации высших типов колебаний в случае ВКОР необходимо изучить структуру поля его волноводных LP_{nm} волн на плоском зеркале 5 (в дальней зоне). Преобразование Фурье – Бесселя данных волн в случае бесконечного фазового корректора, например зеркала 3 на рис. 1, с точностью до постоянного множителя имеет вид [17]

$$G(\rho_2) = \frac{U_{nm} J_{n+1}(U_{nm}) J_n(2\pi N_{12} \rho_2)}{U_{nm}^2 - 4\pi^2 N_{12}^2},$$

где $N_{12} = a_1 a_2 / (\lambda F)$ – число Френеля для участка свободного пространства волновод – зеркало. С учетом этого соотношения расположим поглощающие или рассеивающие элементы на плоском зеркале СПЗ резонатора в радиальных узловых линиях фурье-спектра выделяемых мод таким образом, что радиус

$$\rho_{2g} = \frac{\chi_{ng}}{2\pi N_{12}}, \quad (7)$$

где χ_{ng} – корни соответствующих функций J_n для мод ВКОР; $g = 1, 2, 3, \dots$. Учитывая возможность выделения волноводных мод с помощью указанных элементов [18, 19], можно ожидать, что решением системы (3) будут функции, близкие к требуемым аналитическим формам (1). При этом поперечные размеры разнородных участков, на границах которых имеется скачок материальных констант, должны превышать длину волны.

Для численного решения системы (3) матричным методом [20] была составлена программа с использованием квадратурной формулы Симпсона (матрица 101×101).

Результаты исследования зависимости характеристик ряда низших по потерям поперечных мод диэлектрического резонатора СММ лазера от геометрических размеров зеркал и параметров пространственного фильтра на неоднородном зеркале приведены в работе [21].

3. Экспериментальная установка. Сравнение экспериментальных и численных результатов

Структурная схема экспериментальной установки для исследования спектра мод ВКОР и поперечного распределения их выходной интенсивности приведена на рис.2. Для получения симметричных резонансных кривых и исследования распределения интенсивности на выходе резонатора он включался на «проход» [22]. Исследуемый резонатор образован полыми стеклянными волноводами диаметром 25.2 мм и длиной 445 мм. В качестве полупрозрачных отражателей использовались сетки из никелевых лент шириной 25 мкм и толщиной 17 мкм, расположенные с периодом 100 мкм. Для излучения на длине волны $\lambda = 0.4326$ мкм, на которой проводились измерения, коэффициент пропускания сеток составлял 6%. Фазовыми корректорами в СПЗ, выполняющими роль элементов фурье-преобразования в расчетной модели лазерного резонатора, являются два сферических зеркала диаметром 42 мм с фокусным расстоянием 80 мм.

Зеркалом 10 в эксперименте служило плоское стеклянное зеркало с алюминиевым покрытием (диаметр 10 мм, $N_{12} = 1.82$) или алюминиевое неоднородное амплитудно-ступенчатое зеркало с таким же диаметром. Одновременно это зеркало являлось частью СПЗ. Параметры неоднородного зеркала предварительно рассчитывались с использованием уравнения (3); после его изготовления измеренные ширины отражающих и поглощающих участков вновь подставлялись в (3) и проводился расчет характеристик мод для реальной модели резонатора.

Амплитудно-ступенчатое зеркало изготовлено механически с помощью специального резца. На поверхности плоского зеркала была проточена на глубину ~ 0.2 мм одна канавка шириной 0.475 мм (1.1 λ). Внутренняя поверхность канавки расположена под углом $\sim 30^\circ$ к отражающей поверхности зеркала. Это обеспечивало вывод отраженных от поверхности канавки лучей из резонатора лазера, что аналогично практически полному поглощению излучения на этом участке зеркала. Измеренное смещение центра канавки от центра зеркала составило 1.25 мм, что соответствовало соотношению (7) для селективного возбуждения моды LP₀₂.

Все элементы резонатора смонтированы на измерительной линии ИЗА-2, которая позволяла прецизионно (с перекосом не более 1") с помощью электропривода 11 перемещать вдоль оптической оси либо полупрозрачные заглушающие отражатели, либо СПЗ. Резонатор возбуждался через один из полупрозрачных отражателей излучением СММ ЛОН, состоящего из СО₂-лазера накачки 1 и СММ ячейки 2. СММ ЛОН работал на переходе молекул муравьиной кислоты (НСООН) на длине волны 0.4326 мкм. Излучение лазера модулировалось обтюратом 3 и согласовывалось с резонатором с помощью зеркал 4–6 и тefлоновой линзы 7 с фокусным расстоянием 30 см. Прошедшее через резонатор излучение регистрировалось приборами 13–16.

Методика измерений аналогична описанной в [22]. Спектр собственных мод резонатора регистрировался при изменении длины резонатора электроприводом 11. Поперечные моды идентифицировались по межмодовым интервалам, которые рассчитывались по фазовым сдвигам мод за круговой обход резонатора из соотношения (6) и по известным из теории [16] поперечным распределениям интенсивности и степени поляризации волноводных мод. Смещением линзы 7 вдоль и поперек возбуждающего пучка коэффициент передачи резонатора оптимизировался для заданной моды. Полные энергетичес-

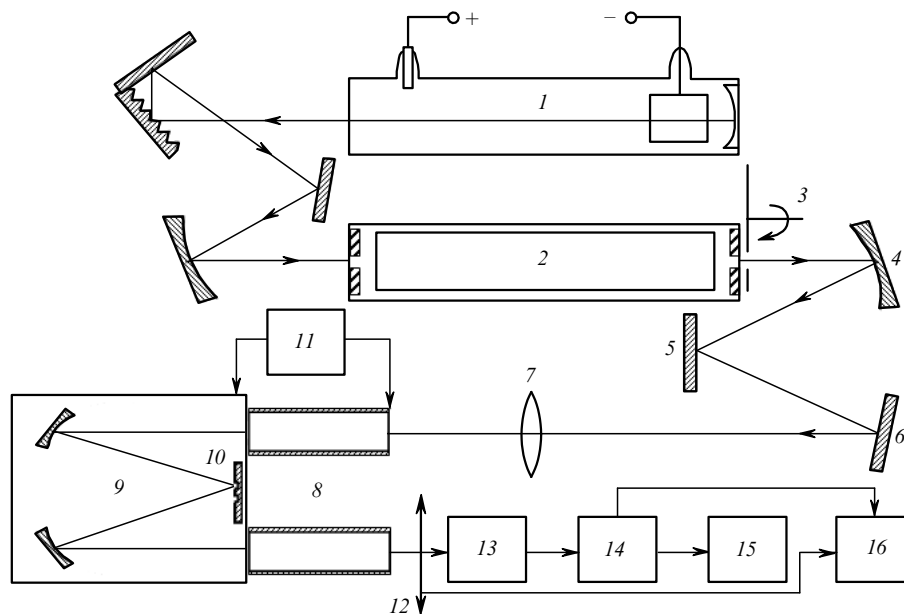


Рис.2. Структурная схема экспериментальной установки:

1 – СО₂-лазер; 2 – НСООН-лазер; 3 – обтюратор; 4–6 – зеркала; 7 – линза; 8 – комбинированный резонатор; 9 – СПЗ; 10 – амплитудно-ступенчатое зеркало; 11 – электропривод для перемещения отражателей или СПЗ; 12 – устройство для азимутального перемещения приемника; 13 – пироэлектрический приемник; 14 – усилитель; 15 – осциллограф; 16 – самописец.

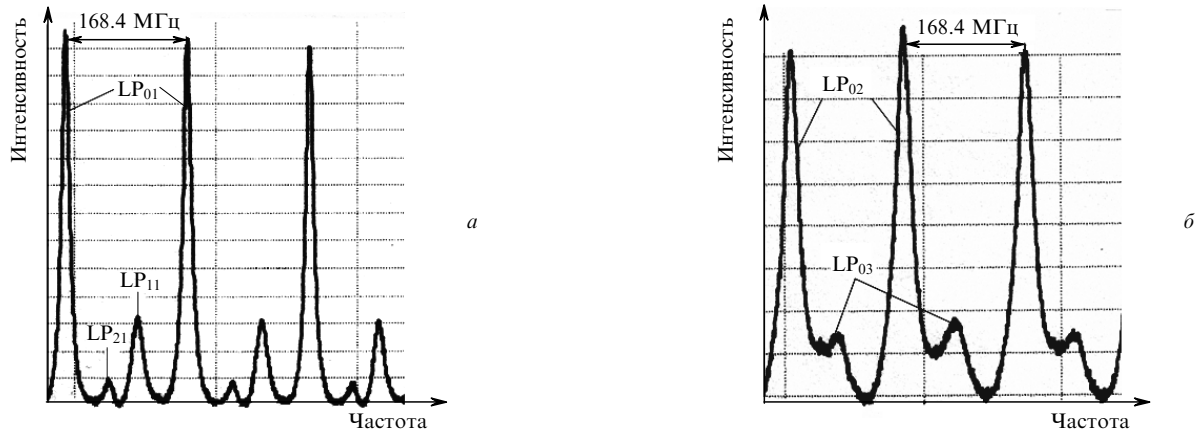


Рис.3. Спектры мод волноводных резонаторов с однородным (а) и амплитудно-ступенчатым (б) зеркалами.

кие потери за круговой обход резонатора определялись путем измерения ширины резонансной кривой. Измерение поперечных распределений интенсивности вблизи выходного отражателя резонатора проводилось при сканировании пироэлектрического приемника 13 с пространственным разрешением 1 мм в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Приемник излучения закреплен на механизме азимутального перемещения 12. При этом обеспечивалась временная синхронизация самописца 16 с механизмами перемещения приемника или зеркала резонатора.

На рис.3 приведены спектры возбуждаемых мод резонатора, полученные экспериментально при использовании в качестве зеркала 10 однородного и амплитудно-ступенчатого зеркал. При перестройке длины резонатора лазера в случае применения однородного зеркала наблюдаются три низшие по потерям резонаторные моды LP_{01} , LP_{11} и LP_{21} (рис.3.а). Замена в резонаторе однородного зеркала на зеркало с поглощающей канавкой приводит к существенному подавлению этих мод и преимущественному возбуждению требуемой высшей моды LP_{02} (рис.3.б). Измеренные полные энергетические потери за круговой обход резонатора при использовании однородного зеркала для первых наиболее добротных LP_{01} и LP_{11} мод составляют 31.7 % и 54.6 % соответственно, а при использовании неоднородного отражателя для первых наиболее добротных LP_{02} и LP_{03} мод – 61.8 % и 84.7 %. Рассчитанные с помощью соотношения (6) энергетиче-

ские потери за круговой обход резонатора для первых наиболее добротных мод при использовании однородного зеркала равны 7.8 % и 34.8 %, а при использовании амплитудно-ступенчатого – 42.4 % и 67.3 %.

В расчете не учтены тепловые потери и потери на связь в зеркалах. Измеренные потери на связь в зеркалах равны 12 %, тепловые потери на пяти зеркалах резонатора – 10 %. Некоторое расхождение теоретических и экспериментальных результатов связано с неидеальностью волноводов и погрешностью измерения полных потерь, которая составила $\pm 5\%$. В экспериментально полученном спектре межмодовые расстояния для двух наиболее добротных мод отвечают расчетным и равны 102 и 85 МГц соответственно для резонаторов с однородным и амплитудно-ступенчатым зеркалами.

На рис.4 приведены экспериментальные и расчетные поперечные распределения интенсивности поля на выходных зеркалах резонаторов для мод, имеющих наименьшие потери. Для резонатора с однородным отражателем 10 поперечное распределение интенсивности соответствует распределению для основной волноводной волны LP_{01} . При использовании амплитудно-ступенчатого зеркала распределение интенсивности, полученное экспериментально, качественно совпадает с расчетным для волноводной волны LP_{02} [16]. Некоторое различие расчетных и экспериментальных распределений поля в обоих случаях связано с неточной юстировкой зеркал резонатора, а также с отклонениями геометрических разме-

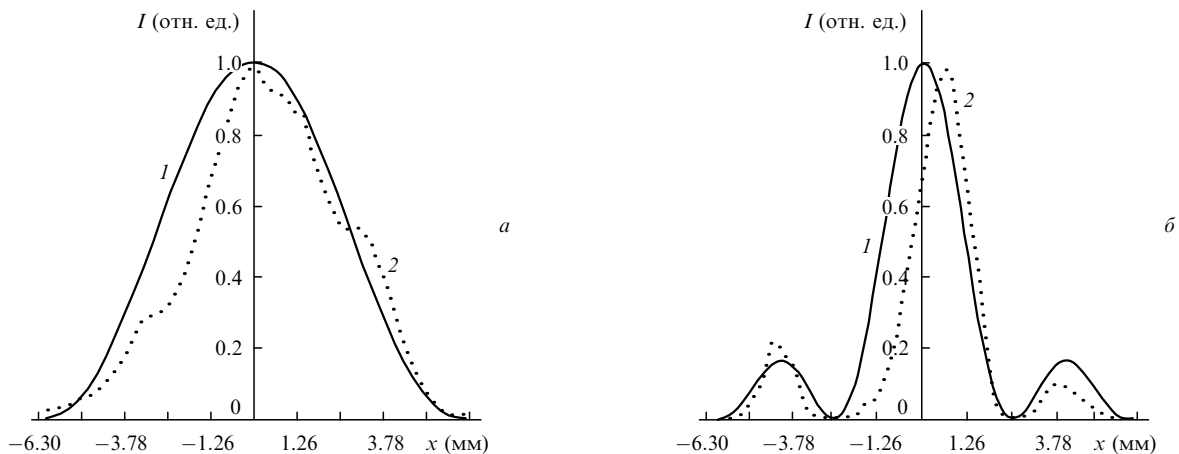


Рис.4. Расчетные (1) и экспериментальные (2) распределения интенсивности вдоль диаметра выходного зеркала для основных мод волноводных резонаторов с однородным (а) и амплитудно-ступенчатым (б) зеркалами.

ров стеклянного волновода от идеальных (из-за эллиптичности, конусности, шероховатости поверхности), которые не учитывались в расчете.

4. Заключение

В настоящей работе описан метод пространственной фильтрации для селективного возбуждения в волноводном квазиоптическом резонаторе отдельных высших поперечных колебаний с высокой степенью дискриминации нежелательных мод, основанный на использовании зеркала с поглощающими или рассеивающими неоднородностями, дискретно расположенными на его поверхности по узловым линиям фурье-спектра выделяемой моды. Экспериментальные исследования подтвердили результаты численных расчетов и показали принципиальную возможность применения предложенного внутрирезонаторного метода для генерации высших поперечных мод в волноводных лазерах. Принципы, которые лежат в основе данного метода селекции (фильтрация пространственного фурье-спектра волноводных мод и использование их интерференции) могут быть использованы в аналогичных лазерных резонансных системах, содержащих волноводные и открытые участки.

1. Очкин В.Н. *Волноводные газовые лазеры* (М.: Знание, 1988).
2. Белянко А.Е., Липатов Н.И., Пашинин П.П., Прохоров А.М. *Труды ИОФАН*, **17**, 117 (1989).
3. Александров В.О., Буданов В.В., Васильцов В.В. и др. *Оптический журн.*, **76**, 8 (2009).
4. Hill C.A., Jackson P.E., Hall D.R. *Appl. Opt.*, **29**, 2240 (1990).
5. Богомолов Г.Д., Клеев А.И. *Радиотехника и электроника*, **44**, 276 (1999).
6. Вайнштейн Л.А. *Открытые резонаторы и открытые волноводы* (М.: Сов. радио, 1966).
7. Hodges D.T., Hartwick T.S. *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 252 (1973).
8. Гурин О.В., Дегтярёв А.В., Свич В.А. и др. *Квантовая электроника*, **24**, 33 (1997).
9. Денисов Г.Г., Луковников Д.А., Шапиро М.А. *Радиотехника и электроника*, **5**, 796 (1992).
10. Гурин О.В., Дегтярёв А.В., Маслов В.А. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 346 (2001).
11. Маслов В.А., Свич В.А., Ткаченко В.М. и др. *Физика плазмы*, **20**, 30 (1994).
12. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику* (М.: Мир, 1970).
13. Abrams R.L., Chester A.N. *Appl. Opt.*, **13**, 2117 (1974).
14. Каценеленбаум Б.З. *Высокочастотная электродинамика* (М.: Наука, 1966).
15. Degnan J.J., Hall D.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 901 (1973).
16. Marcatili E.A.J., Schmeltzer R.A. *Bell. Syst. Techn. J.*, **43**, 1783 (1964).
17. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. *Интегралы и ряды. Специальные функции* (М.: Наука, 1983).
18. Tang X.T., Xin J.G., Ochkin V.N. *Opt. Eng.*, **31**, 266 (1998).
19. Banerji J., Deb S., Jenkins R.M., et al. *Appl. Opt.*, **48**, 539 (2009).
20. Sanderson R.L., Streifer W. *Appl. Opt.*, **8**, 131 (1969).
21. Володенко А.В., Гурин О.В., Дегтярев А.В. и др. *Вестник Харьк. ун-та им. В.Н.Каразина*, № 756, вып.11, 123 (2007).
22. Дегтярёв А.В., Свич В.А., Ткаченко В.М., Топков А.Н. В сб.: *Использование радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов* (Харьков: Изд-во ИРЭ АН Украины, 1993, с. 105).