Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2 26 января 1991 г.

07; 12

ОБНАРУЖЕНИЕ В МОДИФИЦИРОВАННОМ РЕШЕТЧАТОМ РЕЗОНАТОРЕ МОДЫ С РАВНОМЕРНЫМ АМПЛИТУДНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НА ОДНОМ ИЗ ЗЕРКАЛ

В.А. Епишин, В.А. Маслов,
И.М. Militинский

Квантовые генераторы с решетчатыми резонаторами (РР) находят разнообразное применение [1–8]. В них обеспечивается более полное взаимодействие активной среды с излучением. Для этого осуществляется селекция высшей поперечной моды, характерной для Фабри–Перо резонатора (ФПР) [1–4], или формирование не характерной для него периодической моды путем использования эффекта Тальбота [5, 6]. В иных случаях решетчатое зеркало служит многощелевым излучателем [7, 8] и выполнено так, что возмущение им колебаний ФПР состоит только в увеличении их потерь энергии. Общей чертой решетчатых резонаторов является существенно неоднородное амплитудное распределение (АР) выходного пучка. Для многих применений, например, в физике твердого тела, технологии, медицине, такое распределение крайне нежелательно. Поэтому создание однородного АР является предметом актуальных исследований и для его достижения не останавливаются перед довольно сложными решениями [9–11].

В данной работе при модификации РР без усложнения возможности его изготовления обнаружена мода с равномерным АР. Ее существование предсказано благодаря применению идей теории фурье-оптики при преобразованиях системы интегральных уравнений для конфокального ФПР с неоднородными зеркалами и подтверждено результатами решения упомянутых уравнений на ЭВМ.

Рассмотрим двухзеркальный софокусный резонатор, пронумеровав отражатели $n=1$, 2 и введя координаты апертур $S_n = x_n, y_n$. Пред-

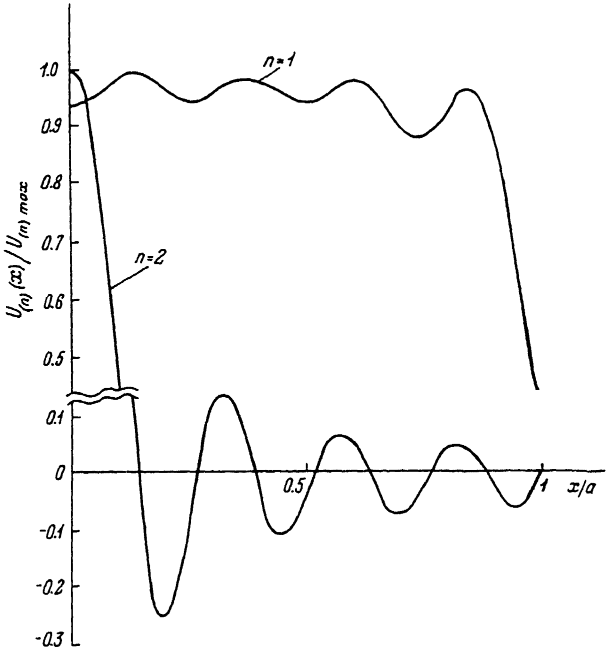

Рис. 1. Амплитудные распределения низшей моды на решетчатом (n =2) и однородном зеркалах резонатора из бесконечных лент шириной $2a$.

ставим кривизну поверхностей рефлекторов функциями фазовой коррекции и опишем в скалярном приближении физической теории дифракции распространение между ними поперечной электромагнитной волны [12]. Тогда задача исследования мод может быть сведена к системе двух интегральных уравнений относительно функций распределения комплексной амплитуды одной из компонент поля, пусть E_y, упомянутой волны при падении ее на поверхности отражателей:

$$\alpha_{(n)} u_{(n)}(S_n) = \frac{1}{i\lambda L} F\left\{R_m(S_m)\, u_m(S_m)\right\}, \tag{1}$$

где λ – длина волны; L – расстояние между зеркалами; F – символ преобразования Фурье [13] функции в фигурных скобках с пространственными частотами $\frac{x_n}{\lambda L}, \frac{y_n}{\lambda L}$; $m = 3 - n$; $R_m(S_m)$ – относительный коэффициент отражения m-го рефлектора для E_y, учитывающий также конечность его размеров. Постоянные $\alpha_{(n)}$ симметризуют уравнения. Физический смысл имеет их произведение, модуль и аргумент которого равны коэффициенту уменьшения амплитуды и дополнительному к геометрооптическому набегу фазы обра-

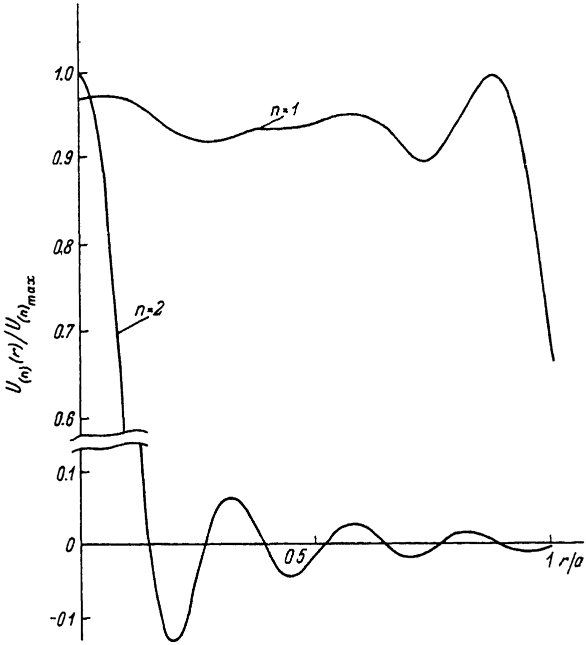

Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для резонатора из дисков радиуса a

зующей моду электромагнитной волны за время кругового обхода резонатора.

Учитывая вид Фурье-образа равномерной функции [13] и селективные свойства неоднородного отражателя РР [1-4], сформулируем условия существования моды с равномерным АР, для определенности на первом зеркале в области $G - U_{(1)}(S_1) = \begin{cases} 1, S_1 \in G \\ 0, S_1 \notin G \end{cases}$. Тогда из (1) следует, что первое зеркало должно быть однородно отражающим, его апертура должна включать область G, решетчатый рефлектор выполняется с диссипативными участками в координатах, соответствующих нулевым значениям функции $F\{U_{(1)}(S_1)\}$, и однородным отражением на остальной части апертуры.

Проведена проверка предложенной идеи для РР с рефлекторами в виде бесконечных полос, являющихся теоретической моделью резонаторов с прямоугольными зеркалами [12], и имеющих наибольшее прикладное значение [14] резонансных структур с осесимметричными круглыми рефлекторами. В первом случае синтезируется мода

$$U_{(1)}(x_1) = rect\left(\frac{x_1}{2a}\right), \quad U_{(2)}(x_2) = sinc\left(\frac{2x_2 a}{\lambda L}\right), \tag{2}$$

во втором

$$\mathcal{U}_{(1)}(r_1)=circ\left(\frac{r_1}{a}\right), \quad \mathcal{U}_{(2)}(r_2)=\frac{J_1(\rho)}{\rho}, \qquad (3)$$

где r – цилиндрическая координата, $\rho=2\pi\frac{r_2 a}{\lambda L}$, J_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка. Диссипативные участки решетчатого зеркала полагались полностью поглощающими. Остальная его часть и вся поверхность однородного рефлектора – идеально отражающими. Интегральные уравнения решались на ЭВМ методом, предложенным в [15]. Находились собственные функции и собственные значения четырех низших мод по два четно- и нечетно-симметричных. Исследовались зависимости АР и потерь энергии типов колебаний от числа Френеля, количества и размеров поглощающих участков решетчатого зеркала. На рисунках приведены иллюстрирующие искомое амплитудные распределения низшей моды резонатора с числом Френеля, равным 4, шириной поглощающих участков 0.06а и апертурами в виде полос, рис. 1, и дисков, рис. 2. Нормированная абсолютная средняя мера различия [16] между прямоугольной функцией в (2) и $\mathcal{U}_{(1)}(x)$ на рис. 1 равна 6 %. Аналогично для круговой функции в (3) и $\mathcal{U}_{(1)}(r)$ на рис. 2 – 7 %. Функции $\mathcal{U}_{(2)}(x)$ и $\mathcal{U}_{(2)}(r)$ от соответствующих выражений в (2) и (3) отличаются много меньше.

Потери энергии за время одного усредненного прохода волны между отражателями для моды на рис. 1 равны 2.6 %, а на рис. 2 – 7.8 %. Потери для трех следующих по добротности мод (одной четно- и двух нечетно-симметричных) 47.4 %, 41.5 %, 56.1 % и 36.8 % 37 %, 39 % соответственно. Т.е. имеется высокая степень селекции, обеспечивающая при лазерной генерации одномодовый режим.

Таким образом, как при прямоугольной, так и при круговой формах сечения решетчатого резонатора обнаружена возможность существования одномодового режима лазерной генерации с пучком излучения, обеспечивающим равномерное амплитудное распределение пятна поля на выходе из лазера или в фокальной плоскости фокусирующего этот пучок элемента.

Список литературы

[1] Р и г р о д В.В. Патент США № 3404349, заявл. 28.04.64, опубл. 1.10.68.

[2] Б а с о в Н.Г., Б е л е н о в Э.М., Л е т о х о в В.С. // ДАН СССР. 1965. Т. 161. № 3. С. 556-559.

[3] K a w a k a m i S., N i s h i d a S. // IEEE Trans. 1971. MTT-19. N4. P. 403-405.

[4] Е п и ш и н В.А., Б а с к а к о в О.И. Тр. У Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн. М.: Наука, 1971. С. 91-102.

[5] Авдуевский В.С., Бабаев Ю.Н., Денисов Ю.Н. и др. // ДАН СССР. 1986. Т. 286. № 5. С. 1116-1119.
[6] Антюхов В.В., Глова А.Ф., Качурин О.Р. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 2. С. 63-65.
[7] Yamashita E., Mitra R., Itoh T. / Electr. lett. 1969. V. 5. N 4. P. 67-68.
[8] Ананьев Ю.А., Гришманова Н.И., Свенцицкая Н.А. // ЖТФ. 1973. Т. 43. № 8. С. 1530-1536.
[9] Епишин В.А., Маслов В.А., Рябых В.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 24. С. 2237-2242.
[10] Матизен Ю.Э., Троицкий Ю.В. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 12. С. 2475-2481.
[11] Weldkamp W.B. // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 17. P. 3209-3212.
[12] Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966. 240 с.
[13] Применение методов фурье-оптики. Под ред. Г. Старка. М.: Мир, 1988. 536 с.
[14] Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988. 336 с.
[15] Баскаков О.И., Епишин В.А. Тр. У1 Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн. Москва-Ереван. Наука, 1973. С. 256-260.
[16] Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям. М.: Мир, 1983. 349 с.

Харьковский
государственный
университет

Поступило в Редакцию
2 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2 26 января 1991 г.

07

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА МЕЛКОСЛОИСТОЙ СРЕДЫ

Р.З. Витлина, Л.И. Магарилл

Исследованию электромагнитных свойств сред, состоящих из чередующихся слоев, сделанных из однородных (изотопных или анизотропных) материалов, посвящено значительное число работ (см., например, [1-3]). В этих работах рассматривались в основном эффективные диэлектрические характеристики такой системы, введение