

# Резонатор с задним деформируемым зеркалом для формирования пучка с заданным распределением интенсивности

В.В.Кийко, В.И.Кислов, Е.Н.Офицеров

*Представлены результаты численно-аналитического исследования формирования выходного излучения с заданным распределением интенсивности в резонаторе с задним деформируемым зеркалом (ДЗ) и полупрозрачным сферическим выходным зеркалом. На основе теории обратных оптических задач в дифракционном приближении рассмотрены основные характеристики лазерного резонатора с ДЗ в зависимости от конфигурации опорного резонатора и вида функции распределения заданной интенсивности. Выполнен сравнительный анализ формирования лазерного пучка в случаях опорного резонатора с плоскопараллельной и концентрической конфигурациями. В исследованных резонаторах заданное распределение интенсивности является основной модой; селективность (по потерям мощности для поперечных мод) резонатора с ДЗ сравнима с селективностью опорного резонатора. Показано, что для формирования заданных распределений интенсивности (равномерного, супергауссова, а также содержащего несколько максимумов) требуется ДЗ с амплитудой деформаций оптической поверхности порядка  $\lambda$  и числом каналов управления от 1 до примерно 10.*

**Ключевые слова:** лазерный пучок, заданное распределение интенсивности, резонатор с задним деформируемым зеркалом, обратная задача, дифракция.

## 1. Введение

Перспективный путь решения задачи формирования лазерных пучков с заданными параметрами связан с использованием средств активной (адаптивной) оптики [1, 2], например деформируемых зеркал (ДЗ). Однако амплитуда деформаций отражающей поверхности ДЗ ограничена (обычно в пределах 1–10 мкм), число каналов управления (число приводов ДЗ) составляет  $\sim 10$  [2]. Возможности ДЗ возрастают при переходе к многопроходным системам, таким как интерферометры, многопроходные телескопы, оптические резонаторы. В этих системах происходит накопление фазовых деформаций волнового фронта, что дает возможность варьировать не только фазовое распределение выходного излучения, но и распределение его интенсивности внутри системы. Особенно перспективны внутрирезонаторные средства активной оптики. Они применимы при решении широкого круга задач: коррекция аберраций, вносимых в выходное излучение оптическими неоднородностями активной среды и тепловыми деформациями зеркал резонатора [3–5]; максимизация мощности выходного излучения [6, 7]; формирование пучков с заданным распределением интенсивности (см. [8–14] и др.); реализация динамических режимов генерации [6, 7, 15].

В настоящей работе рассматривается задача формирования выходного лазерного излучения с заданным распределением интенсивности. На основе теории обратных оптических задач [16] с учетом резонаторных особенностей [12] исследуются резонаторы с задним ДЗ и полупрозрачным выходным зеркалом. В рамках разработанного

подхода в дифракционном приближении в зависимости от конфигурации опорного резонатора изучаются основные характеристики системы: качество формирования заданного распределения интенсивности выходного излучения и его фазового распределения, селективность резонатора (по поперечным модам), требуемая форма отражающей поверхности ДЗ. Существенное внимание уделено задаче оптимизации конфигурации опорного резонатора в связи с дифракционными эффектами.

## 2. Основные расчетные соотношения

Рассмотрим обратную задачу внутрирезонаторного формирования выходного пучка с заданным распределением интенсивности при следующих ограничениях на параметры резонатора и характеристики лазерного излучения. Исследуется пассивный (без активной среды) двухзеркальный резонатор с задним ДЗ. На выходное полупрозрачное зеркало (ПЗ) падает пучок с заданным распределением интенсивности  $I(\mathbf{r})$  ( $\mathbf{r} = (x, y)$  – радиус-вектор точки на апертуре зеркала в цилиндрической системе координат с осью  $z$ , совпадающей с оптической осью резонатора); фазовое распределение в пучке –  $\varphi_0(\mathbf{r})$ . Требуется найти форму отражающей поверхности ДЗ, обеспечивающую заданное распределение интенсивности  $I(\mathbf{r})$  в плоскости апертуры выходного отражателя ПЗ (как распределение поля в резонаторной моде).

В математической постановке задача сводится к исследованию решений резонаторного уравнения [17]:

$$\int U(\mathbf{r}_1) \exp[i\varphi_1(\mathbf{r}_1)] P_1(\mathbf{r}_1) K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) P_2(\mathbf{r}_2) \times \exp[i\varphi_2(\mathbf{r}_2) + \varphi_c(\mathbf{r}_2)] K(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = \gamma U(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $U(\mathbf{r})$  – распределение поля в пучке, падающем на отражатель ПЗ, соответствующее распределению в резонаторной моде;  $\gamma$  – собственное значение уравнения (1);  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ ,

В.В.Кийко, В.И.Кислов, Е.Н.Офицеров. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: hkww@ran.gpi.ru; oficerov@ran.gpi.ru

Поступила в редакцию 22 апреля 2011 г., после доработки – 1 августа 2011 г.

$\varphi_c$  – фазовые добавки, которые вводятся в фазовое распределение поля при его отражении от ПЗ и ДЗ соответственно;  $\varphi_1(\mathbf{r}) = kr^2\rho_1$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $\rho_1 = 1/R_1$  – кривизна ПЗ,  $R_1$  – радиус кривизны;  $\varphi_2(\mathbf{r}) = kr^2\rho_2$ ,  $\rho_2 = 1/R_2$  – кривизна заднего ДЗ в отсутствие деформаций,  $R_2$  – радиус кривизны;  $R_j > 0$  ( $R_j < 0$ ) – для выпуклого (вогнутого) зеркала ( $j = 1, 2$  соответственно для ПЗ и ДЗ);  $\varphi_c(\mathbf{r}) = 2kS_2(\mathbf{r})$  – фазовая добавка, вносимая при деформации ДЗ,  $S_2(\mathbf{r})$  – отклонение формы отражающей поверхности ДЗ от опорной сферической;  $P_{1,2}(\mathbf{r})$  – апертура ПЗ и ДЗ соответственно ( $P_j(\mathbf{r}) = 1$  в пределах апертуры и  $P_j(\mathbf{r}) = 0$  за ее пределами); диаметр (ширина) апертуры отражателя ПЗ (ДЗ) составляет  $2a_1$  ( $2a_2$ ), соответственно числа Френеля  $N_{1,2} = a_{1,2}^2/(\lambda l)$ ;  $K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  – ядро интеграла распространения между апертурами отражателей. В расчетах использовалось дифракционное приближение:

$$K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \exp(ikl) \frac{k}{2i\pi l} \exp\left[\frac{ik(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2}{2l}\right],$$

где  $l$  – длина резонатора.

Таким образом, рассматриваемая обратная задача сводится к следующей математической задаче: найти такую функцию  $\varphi_c(\mathbf{r})$ , чтобы заданная функция распределения поля  $U_0(\mathbf{r}) = \sqrt{I(\mathbf{r})} \exp[i\varphi_0(\mathbf{r})]$  являлась решением уравнения (1).

Однако, как известно (см., напр., [16], [18]), обратные оптические задачи не всегда имеют решение или имеют неоднозначное решение. Численные исследования итерационным методом показывают, что при введенных выше ограничениях рассматриваемая обратная задача в общем случае решений не имеет. Сформулируем задачу, смягчив требования на заданное поле. Будем искать решение в общем виде:  $U(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})| \exp[i\varphi_0(\mathbf{r}) + i\varphi(\mathbf{r})]$ ; здесь функция  $|U(\mathbf{r})|$  должна быть близка к  $\sqrt{I(\mathbf{r})}$ , а  $\varphi(\mathbf{r})$  – ошибка формирования заданного фазового распределения. Характеристики заданного распределения поля  $U_0(\mathbf{r})$  учтем путем выбора функции  $\varphi_c(\mathbf{r})$ . С этой целью получим выражение для  $\varphi_c(\mathbf{r})$ , воспользовавшись методом наименьших квадратов для согласования левой и правой частей соотношения (1) при подстановке в него функции  $U_0(\mathbf{r})$  вместо  $U(\mathbf{r})$ , т.е. в зависимости от  $\varphi_c(\mathbf{r})$  минимизируем средний квадрат модуля разности между заданным относительным распределением поля на выходном отражателе ПЗ и относительным распределением, сформировавшимся после полного (прямого и обратного) обхода резонатора. В результате для фазовой добавки, вносимой при отражении от ДЗ (с точностью до несущественной в данном исследовании константы), получаем следующее соотношение:

$$\varphi_c(\mathbf{r}) = -P_2(\mathbf{r}) \arg\{U_i(\mathbf{r})U_{r_2}^*(\mathbf{r}) \exp[i\varphi_2(\mathbf{r})]\}, \quad (2)$$

где  $U_i(\mathbf{r}) = \int U_0(\mathbf{r}_1)P_1(\mathbf{r}_1) \exp[i\varphi_1(\mathbf{r}_1)]K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r})d\mathbf{r}_1$  и  $U_{r_2}(\mathbf{r}) = \int U_0(\mathbf{r}_1)K^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r})d\mathbf{r}_1$  описывают падающее на ДЗ и отраженное от него поля (в плоскости апертуры отражателя) соответственно;  $U_0(\mathbf{r}) = \sqrt{I(\mathbf{r})} \exp[i\varphi_0(\mathbf{r})]$ . Выражение (2) справедливо для произвольных функций  $\varphi_1(\mathbf{r})$  и  $\varphi_2(\mathbf{r})$ , что дает возможность исследовать качество формирования заданного распределения интенсивности в зависимости от конфигурации опорного резонатора. Оно согласуется с результатами работы [12], однако в явной форме учитывает ограниченность апертуры заднего зеркала.

Уточним параметры резонатора и заданного пучка. Из практических соображений форма отражающей поверхности выходного зеркала, как и заднего ДЗ в отсутствие деформаций, выбрана сферической; соответствующий резонатор (резонатор опорной конфигурации) считается устойчивым,  $0 \leq g_1g_2 \leq 1$  ( $g_j = 1 + l\rho_j$ ;  $j = 1, 2$ ). Выходной пучок находится полностью в пределах апертуры полупрозрачного отражателя. Принимается, что распределение фазы и относительное амплитудное распределение поля не изменяются при прохождении через ПЗ. Результат решения рассматриваемой обратной задачи существенно зависит от выбора функции фазового распределения  $\varphi_0(\mathbf{r})$ . Пусть распределение фазы в формируемом пучке совпадает с распределением фазы основной моды опорного резонатора (с безграничными зеркалами),  $\varphi_0(\mathbf{r}) = -\varphi_1(\mathbf{r})/2$ . При указанных условиях функция  $U_i(\mathbf{r}) = U_{r_2}^*(\mathbf{r})$  в плоскости апертуры ДЗ, и соотношение (2) преобразуется к следующей форме:

$$\varphi_c(\mathbf{r}) = -2P_2(\mathbf{r}) \arg\{U_i(\mathbf{r}) \exp[i\varphi_2(\mathbf{r})/2]\}, \quad (3)$$

где  $U_i(\mathbf{r}) = \int \sqrt{I(\mathbf{r}_1)}P_1(\mathbf{r}_1) \exp[i\varphi_1(\mathbf{r}_1)/2]K(\mathbf{r}_1, \mathbf{r})d\mathbf{r}_1$ .

В соответствии с (3), ДЗ осуществляет обращение волнового фронта поля. Заметим, что аналогичный результат, полученный в работах [11] и [13], относится только к резонаторам с опорной плоскопараллельной конфигурацией.

Когда апертура ДЗ безгранична, соотношение (3) дает точное решение обратной задачи. Если же апертура зеркала ограничена, то часть пучка  $|U_i(\mathbf{r})|^2$ , распространяющаяся за краями ДЗ, покидает резонатор, и соотношение (3) дает решение с близким к минимальному (в смысле выше принятого показателя качества) различием между заданным  $U_0(\mathbf{r})$  и сформированным  $U(\mathbf{r})$  распределениями полей.

Уравнение (1) вместе с соотношением (3) позволяет найти спектры собственных функций  $U$  и собственных значений  $\gamma$  и исследовать качество формирования заданного распределения интенсивности в зависимости от конфигурации опорного резонатора и характеристик заданного распределения.

При использовании ДЗ следует учитывать ограниченность амплитуды его деформаций [2]. С учетом этого обстоятельства анализ соотношения (3) для пучков с равномерным распределением амплитуды (при числах Френеля  $N_1 > 1$ ) показывает, что предпочтительнее использовать резонаторы с опорной плоскопараллельной или концентрической конфигурацией ( $g_1g_2 = 1$ ). Однако, в зависимости от целевого назначения системы и заданных параметров выходного пучка, практический интерес могут представлять также резонаторы с другими опорными конфигурациями (например, опорный полуконфокальный резонатор [19]).

В вычислительном эксперименте значительное внимание уделяется исследованию роли дифракции излучения на краях отражателей в формировании заданного распределения интенсивности. Дифракция вызывает нежелательную модуляцию в распределениях интенсивности и фазы выходного излучения, приводит к росту требований к ДЗ, может снижать КПД лазера вследствие потерь излучения за счет несогласованности размеров внутрирезонаторного пучка и активного элемента. Рассматриваются следующие способы уменьшения влияния дифракции: увеличение размеров ДЗ; использование резонатора с кон-

центрической (при  $0 < g_1 < 1$ ) опорной конфигурацией (что позволяет уменьшить размеры пучка на заднем зеркале вследствие вогнутости выходного отражателя); выбор  $I(\mathbf{r})$  в виде функции, которая монотонно убывает к краям ПЗ до нулевого или близкого к нулю уровня.

Для оценки роли дифракции в выборе конфигурации опорного резонатора проанализируем соотношение для падающего на ДЗ поля с учетом результатов работы [17, с. 93–96]. Пусть на ПЗ задан двумерный цилиндрический пучок с равномерным распределением амплитуды. Ширина пучка при его распространении вследствие дифракционных эффектов увеличивается и в плоскости апертуры ДЗ становится примерно в  $1 + 1/\sqrt{\pi g_1 N_1}$  раз больше ( $N_1 g_1 > 1$ ,  $g_1 > 0$ ). Одновременно размеры пучка изменяются в  $g_1$  раз в связи с цилиндричностью его волнового фронта. Таким образом, в плоскости апертуры отражателя ДЗ полуширина пучка

$$a_{02} \approx a_1 g_1 (1 + 1/\sqrt{\pi g_1 N_1}). \quad (4)$$

Качественное формирование заданного распределения обеспечивается, если полуширина апертуры отражателя ДЗ не меньше полуширины пучка, т.е.  $a_2 \geq a_{02}$ . Из этого условия и соотношения (4) понятно, что в случае опорного плоскопараллельного резонатора ( $g_1 = g_2 = 1$ ) целесообразно выбрать полуширину апертуры ДЗ равной (или не меньше)

$$a_2 \approx a_1 (1 + 1/\sqrt{\pi N_1}). \quad (5)$$

Отметим также, что поперечный размер пучка в сечениях, расположенных ближе к заднему зеркалу, оказывается больше заданного размера  $2a_1$  пучка на отражателе ПЗ. Поэтому при использовании стержневого активного элемента с одинаковой шириной  $2a_1$  поперечных сечений вдоль оптической оси часть пучка возле ДЗ оказывается вне активного элемента. Это приводит к уменьшению КПД использования активной среды и к снижению качества формирования заданного распределения. Данный недостаток исключается при использовании резонатора с концентрической конфигурацией, поскольку, если принять

$$g_1 \approx 1/(\sqrt{1 + 1/(4\pi N_1)} + 1/\sqrt{4\pi N_1})^2, \quad (6)$$

то с учетом (4) в любом месте внутри резонатора размеры поперечных сечений лазерного пучка и активного элемента становятся приблизительно одинаковыми ( $a_1 \approx a_2 \approx a_{02}$ ). Кроме того, т.к. пучок, падающий на отражатель ДЗ (с учетом дифракционного уширения и геометрического сжатия), практически полностью находится в пределах его апертуры, обеспечивается приблизительно такое же качество формирования поля, как и для резонатора с ДЗ, плоскопараллельной опорной конфигурацией и увеличенной апертурой (5) заднего зеркала.

Рассмотрим плоскопараллельный резонатор с заданным сглаженным к краям апертуры ПЗ распределением поля. Для оценки оптимальных размеров области приграничного сглаживания будем исходить из того, что ширина  $2a_{02}$  пучка на заднем зеркале равна ширине  $2a_1$  заданного пучка на выходном зеркале. С этой целью аппроксимируем сглаженное распределение поля прямоугольным: в области сглаживания шириной  $\Delta a_1$  на краях апертуры поле равно нулю, а в центре апертуры в области полушириной  $a_1 - \Delta a_1$  оно имеет равномерное распределение. Оценим

ширину  $2a_{02}$  сглаженного пучка на ДЗ с помощью соотношения (5), заменив в его правой части  $a_1$  на  $a_1 - \Delta a_1$ . С учетом равенства  $a_1 \approx a_2 \approx a_{02}$  получаем

$$\Delta a_1 \approx a_1 / \sqrt{\pi N_1}, \quad (7)$$

т.е. размер приграничной области сглаживания выбирается так, чтобы упреждающе компенсировать дифракционное уширение пучка, формирующееся на пути от выходного отражателя к ДЗ. Если ширина области сглаживания меньше заданной соотношением (7), то из-за дифракции качество формирования заданного распределения снижается. Если же ширина области сглаживания больше, то пучок концентрируется вблизи оси резонатора и селективность резонатора (по потерям мощности) снижается. Таким образом, размер области сглаживания – оптимизируемый параметр, зависящий от конкретных требований к  $I(\mathbf{r})$  и характеристикам лазерного резонатора.

### 3. Результаты вычислительного эксперимента

В вычислительном эксперименте вначале рассчитывалась вводимая ДЗ фазовая добавка (2) при заданных  $I(\mathbf{r})$ ,  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $P_1(\mathbf{r})$ ,  $P_2(\mathbf{r})$ ,  $N_1$  и  $N_2$ . Затем решалось интегральное уравнение (1). Показателями качества пучка в резонаторе с ДЗ были приняты среднеквадратические отклонения (СКО) сформированных распределений интенсивности ( $\sigma_I$ ) и фазы ( $\sigma_\varphi$ ) от заданных. Соответствующие дисперсии рассчитывались по формулам

$$\sigma_I^2 = 1 - \frac{(\int J I d\mathbf{r})^2}{\int J^2 d\mathbf{r} \int I^2 d\mathbf{r}}, \quad \sigma_\varphi^2 = \frac{\int \sqrt{I} \varphi^2 d\mathbf{r}}{\int \sqrt{I} d\mathbf{r}} - \left( \frac{\int \sqrt{I} \varphi d\mathbf{r}}{\int \sqrt{I} d\mathbf{r}} \right)^2.$$

Здесь  $J = |U^2|$  и интегрирование выполняется в пределах апертуры выходного отражателя. При малых СКО ( $\sigma_\varphi < 1$ ) в связи с фазовыми искажениями поля [20] число Штреля сформированного пучка  $Is \approx \exp(-\sigma_\varphi^2)$ .

Численно исследовались резонаторы с плоскопараллельной и концентрической опорными конфигурациями. Пусть зеркала резонатора имеют прямоугольную форму и заданная функция распределения интенсивности допускает разделение переменных  $x$  и  $y$ :  $I(\mathbf{r}) = I_x(x)I_y(y)$ . Тогда (1) распадается на два независимых уравнения. В итоге функция  $\varphi(\mathbf{r}) = \varphi_{xc}(x) + \varphi_{yc}(y)$ ,  $\gamma = \gamma_x \gamma_y$ . Функция  $\varphi_{xc}(x)$  ( $\varphi_{yc}(y)$ ) и  $\gamma_x$  ( $\gamma_y$ ) находятся для двумерного (полоскового) резонатора с заданным распределением интенсивности  $I_x(x)$  ( $I_y(y)$ ).

Результаты расчетов на основе соотношений (1)–(7) для двумерного резонатора приведены на рис.1–3. На всех рисунках использована нормированная пространственная координата  $X = x/a_1$ . На рис.2 для исследованных типов резонаторов представлены зависимости квадрата модуля собственных значений от номера моды  $n$  ( $n = 0, 1, \dots$ ).

Полученные результаты численных расчетов находятся в согласии с приведенными выше аналитическими оценками влияния дифракции на выбор конфигурации опорного резонатора. Переход от резонатора с ДЗ и опорной плоскопараллельной конфигурацией с зеркалами одинакового размера (рис.1,а) к резонатору с увеличенной шириной ДЗ (рис.1,б) или к резонатору с опорной концентрической конфигурацией (рис.1,в) сопровождается более точным формированием заданного поля. Если

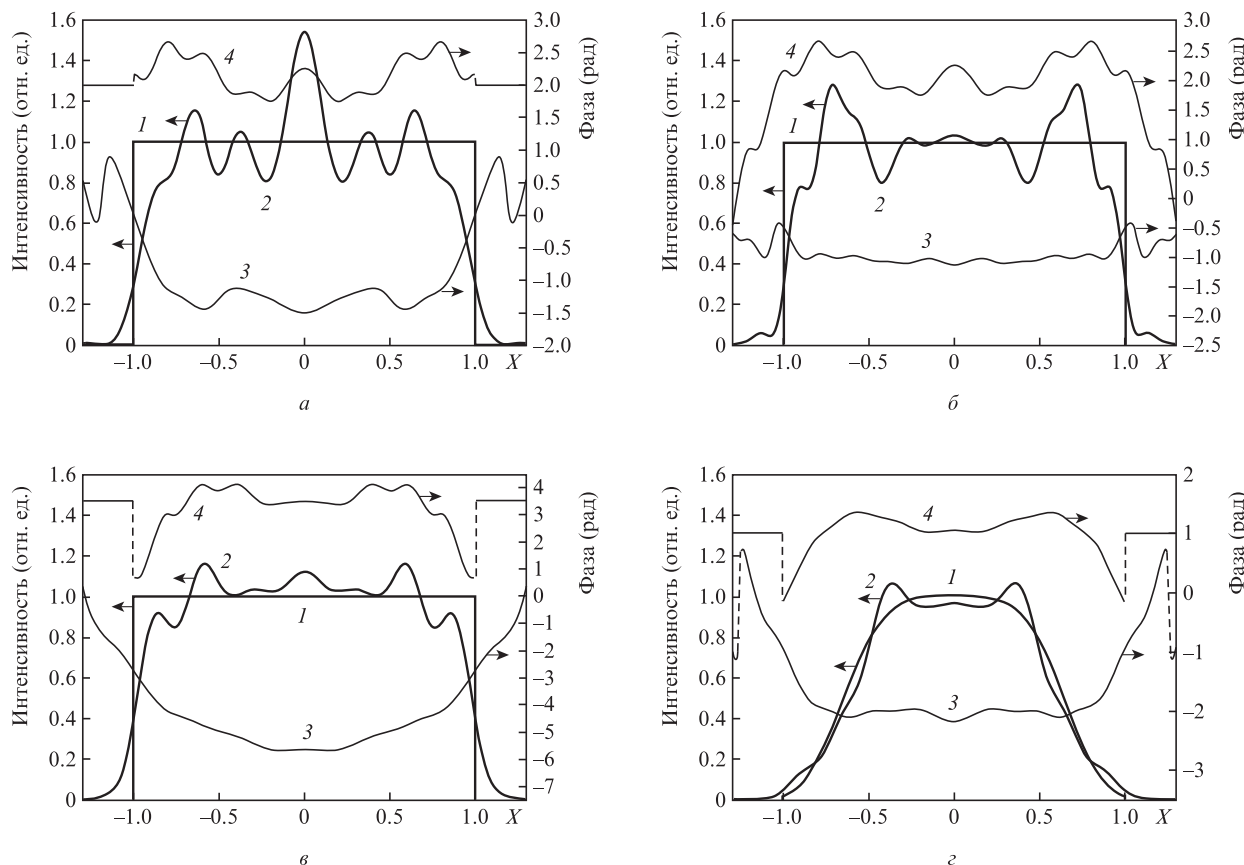


Рис.1. Распределения интенсивности и фазы для резонатора с ДЗ и опорной плоскопараллельной конфигурацией ( $N_1 = N_2 = 2.5, \sigma_1 = 0.38, \sigma_\varphi = 0.28$ ) (а), резонатора с уширенным ДЗ и опорной плоскопараллельной конфигурацией ( $N_1 = 2.5, N_2 = 4.6, \sigma_1 = 0.13, \sigma_\varphi = 0.14$ ) (б), резонатора с ДЗ и опорной концентрической конфигурацией ( $N_1 = N_2 = 2.5, g_1 = 1/g_2 = 0.7, \sigma_1 = 0.14, \sigma_\varphi = 0.11$ ) (в) и резонатора с ДЗ и опорной плоскопараллельной конфигурацией с заданным супергауссовым распределением ( $N_1 = N_2 = 2.5, \sigma_1 = 0.1, \sigma_\varphi = 0.17$ ) (г): 1 и 2 – заданное и сформированное распределения интенсивности; 3 – фазовое распределение выходного излучения; 4 – фазовая добавка, вносимая ДЗ. Рис.1, а–в соответствуют равномерному распределению  $I_x(X) = 1$ , рис.1, г – супергауссову распределению  $I_x(X) = \exp(-4X^4)$ .

задается сглаженное к краям супергауссово распределение интенсивности (рис.1, г), то влияние дифракции на формируемое поле, как и следовало ожидать, уменьшается.

Во всех рассмотренных случаях заданное распределение интенсивности является основной модой. Селективность синтезированного резонатора, как это следует из анализа рис.2, оказывается близкой к селективности плоскопараллельного резонатора. Фазовое распределение выходного излучения близко к заданному (равномерному или цилиндрическому). Во всех расчетах число Штреля  $I_s > 0.9$ , что указывает на высокое качество сформированного поля.

Фазовая добавка, вносимая ДЗ, сравнима с длиной волны резонансного излучения. Максимальная величина деформации ДЗ, как это следует из анализа рис.1, составляет  $\sim \lambda/10$ ; требуемое число каналов управления формой ДЗ лежит в пределах 2–7. При переходе к трехмерным резонаторам диапазон деформаций увеличивается согласно оценкам до  $\lambda/5 - \lambda/2$ , число каналов управления возрастает до 10–50. Технология изготовления ДЗ с такими характеристиками известна [2].

Также была исследована эффективность формирования распределений с несколькими максимумами в пределах апертуры (рис.3). Рис.3, а соответствует распределению  $\sqrt{I_x(X)} = \exp[-16(|X| - 0.5)^2]$  с двумя максимумами, рис.3, б – распределению  $\sqrt{I_x(X)} = \exp[-35(|X| - 0.7)^2] + \exp[-35|X|^2]$  с тремя максимумами.

Из анализа рис.3 следует, что при формировании пучка с несколькими максимумами форма ДЗ подобна функции распределения интенсивности. Это можно трактовать как

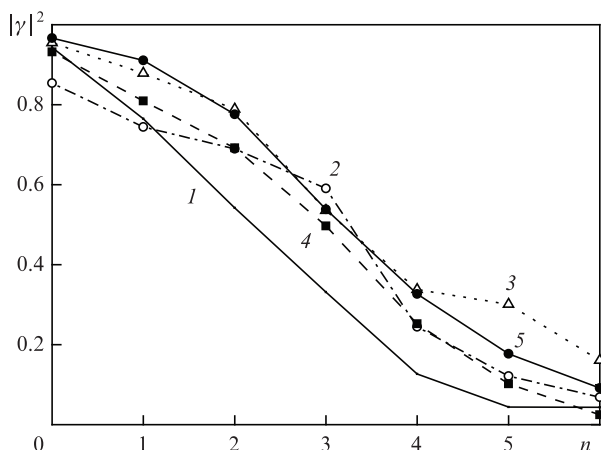


Рис.2. Квадрат модуля собственных значений для различных резонаторных конфигураций в зависимости от номера моды: 1 – опорный плоскопараллельный резонатор ( $N_1 = 2.5, N_2 = 4.6$ ); 2 и 3 – резонаторы с ДЗ и опорной плоскопараллельной конфигурацией (с числами Френеля  $N_1 = N_2 = 2.5$  и  $N_1 = 2.5, N_2 = 4.6$  соответственно); 4 – резонатор с ДЗ и опорной концентрической конфигурацией ( $N_1 = N_2 = 2.5, g_1 = 0.7$ ); 5 – резонатор с супергауссовым распределением ( $N_1 = N_2 = 2.5, g_1 = g_2 = 1, \Delta a_1 \approx 0.35a_1$ ).

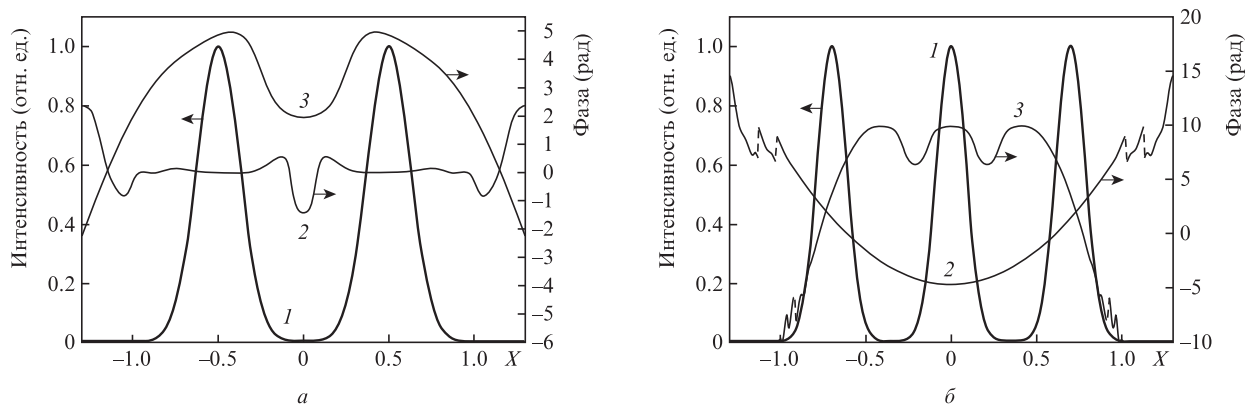


Рис.3. Распределения интенсивности и фазы для резонатора с ДЗ и опорной плоскопараллельной конфигурацией ( $N_1 = 2$ ,  $N_2 = 3.4$ ,  $\sigma_1 = 0.26$ ,  $\sigma_p = 0.14$ ) (а) и резонатора с ДЗ и опорной концентрической конфигурацией ( $N_1 = N_2 = 10$ ,  $g_1 = 0.6$ ,  $\sigma_1 = 0.03$ ,  $\sigma_p = 0.01$ ): 1 – заданное распределение интенсивности; 2 – фазовое распределение выходного излучения; 3 – вносимая ДЗ фазовая добавка.

наличие нескольких связанных по полю локальных резонаторов внутри единого резонатора. Если условно рассматривать каждый пик интенсивности как излучение отдельного лазера, то внешнее к этим лазерам ДЗ обеспечивает фазовую синхронизацию набора лазеров.

Практический интерес представляют также кольцевые пучки. Одно из их достоинств – эффективное распространение в нелинейных средах [21]. На рис.4 представлены заданное кольцевое распределение интенсивности  $I(r) = \exp[-32(r/a_1 - 0.5)^2]$  и распределение вносимой ДЗ требуемой фазовой добавки.

Аналогично двумерному случаю, функция распределения фазовой добавки подобна функции распределения заданного распределения интенсивности. Максимальные деформации зеркала, необходимые для получения кольце-

вого распределения интенсивности, составляют  $\sim \lambda/2$ . Требуемая форма ДЗ может быть получена путем приложения осесимметричной кольцевой нагрузки на заднюю поверхность ДЗ (один канал управления с кольцевым приводом).

#### 4. Заключение

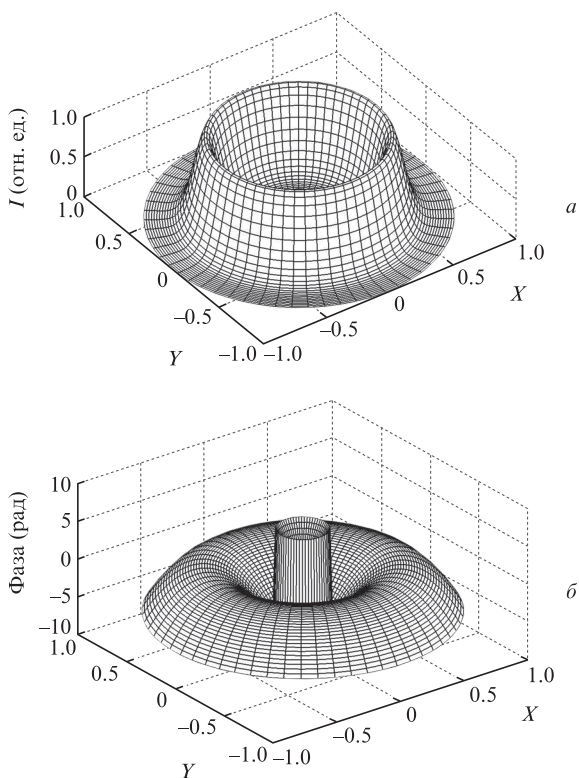
На основе теории обратных оптических задач исследовано качество формирования выходного лазерного пучка с заданным распределением интенсивности в зависимости от вида этой функции и конфигурации опорного устойчивого резонатора. Предложено использование опорных концентрических резонаторов с целью согласования размеров заданного пучка, который уширяется вследствие дифракции при проходе к ДЗ, с размерами активного элемента. Показано, что резонаторы с опорной плоскопараллельной и концентрической конфигурациями обеспечивают формирование заданного распределения интенсивности в выходном пучке при амплитуде деформаций заднего зеркала порядка  $\lambda$  с числом степеней свободы (числом приводов ДЗ) от 1 до примерно 10. Если заданное распределение интенсивности содержит несколько максимумов, синтезированный резонатор условно может рассматриваться как несколько связанных локальных резонаторов, каждый из которых формирует соответствующий максимум интенсивности. Исследованные резонаторы при оптимальном подборе их параметров обеспечивают селективность (по потерям мощности для поперечных мод), сравнимую с селективностью плоскопараллельного резонатора, и согласованные объемы моды и активной среды. Ошибка формирования заданного распределения интенсивности составляет  $\sim 5\%$ , число Штреля превышает 0.9.

Результаты настоящей работы могут быть использованы при исследовании фазовой синхронизации матрицы лазеров, в частности матрицы лазерных диодов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №09-02-00343).

1. Воронцов М.А., Шмальгаузен А.В. *Принципы адаптивной оптики* (М.: Наука, 1985).
2. Тараненко В.Г., Шанин О.И. *Адаптивная оптика в приборах и устройствах* (М.: изд-е ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2005, с. 416).
3. Spinhirne J.M., Anafi D., Freeman R.H., Garsia H.R. *Appl. Opt.*, **20** (6), 976 (1981); Anafi D., Spinhirne J.M., Freeman R.H., Oughstun K.E. *Appl. Opt.*, **20** (11), 1926 (1981); Spinhirne J.M., Anafi D., Freeman R.H. *Appl. Opt.*, **21** (21), 3969 (1982); Oughstun K.E., Spinhirne J.M., Anafi D. *Appl. Opt.*, **23** (10), 1529 (1984).

Рис.4. Заданное распределение интенсивности (а) и фазовая добавка  $\varphi_c(r)$  (б) в случае опорного плоскопараллельного резонатора с одинаковыми круглыми зеркалами ( $N_1 = N_2 = 10$ ).



4. Кислов В.И., Тараненко В.Г. *Радиотехника и электроника*, **32**, 287 (1987).
5. Wittrock U., Welp P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6113**, 61130C (2006).
6. Аполлонов В.В., Вдовин Г.В., Кислов В.И., Прохоров А.М., Четкин С.А. *Квантовая электроника*, **18** (3), 358 (1991).
7. Виневи́ч Б.С., Евдокимович Л.Н., Сафронов А.Г., Смирнов С.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 333 (2004).
8. Маслов В.П., Воробьев В.Н. *ДАН СССР*, **179**, 558 (1968).
9. Авербах В.С., Власов С.Н. *Радиотехника и электроника*, **14**, 1709 (1969).
10. Ищенко Е.Ф., Решетин Е.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **51**, 1050 (1981).
11. Leger J.R., Chen D., Wang Z. *Opt. Lett.*, **19**, 108 (1994).
12. Аполлонов В.В., Артемов Д.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **20** (12), 1203 (1993).
13. Belanger P.A., Pare C. *Opt. Lett.*, **16**, 1057 (1991).
14. Gerber M., Graf T. *J. Quantum Electron.*, **40** (6), 741 (2004).
15. Vdovin G., Kiyko V. *Opt. Lett.*, **26** (11), 798 (2001).
16. *Обратные задачи в оптике*. Под ред. Г.П.Болтс (М.: Машиностроение, 1984).
17. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и лазерные пучки* (М.: Наука, 1990, с. 264).
18. Егоров А.А. *Журн. радиоэлектроники*, **4**, 19 (2009).
19. Аполлонов В.В., Кислов В.И., Прохоров А.М. *Квантовая электроника*, **23** (12), 1081 (1996).
20. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
21. Азимов Б.С., Платоненко В.Т., Сагатов М.М. *Квантовая электроника*, **18** (3), 323 (1991).