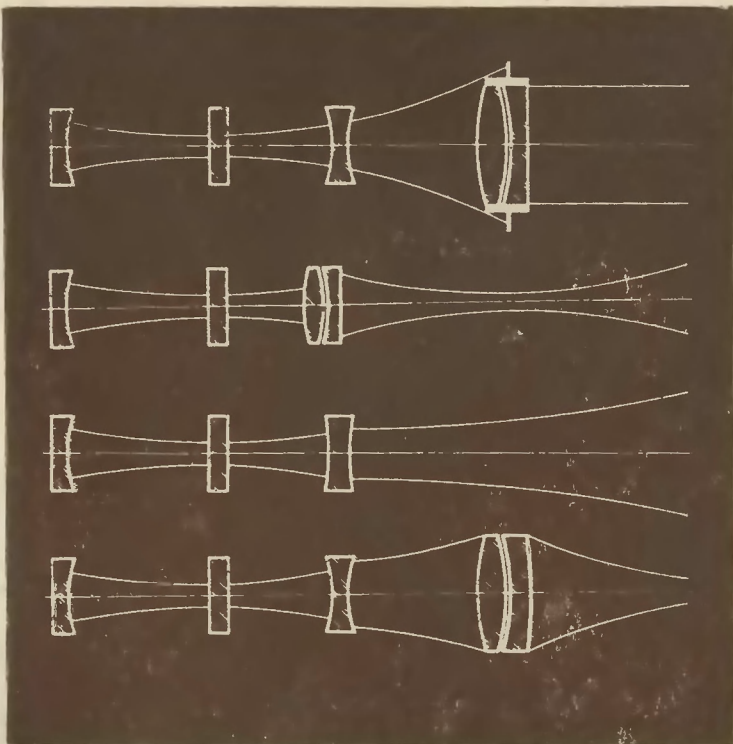




БИБЛИОТЕКА ПРИБОРОСТРОИТЕЛЯ



Ю. М. КЛИМКОВ

# ПРИКЛАДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА

**Ю.М. КЛИМКОВ**



**БИБЛИОТЕКА ПРИБОРОСТРОИТЕЛЯ**



# **ПРИКЛАДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА**

**МОСКВА « МАШИНОСТРОЕНИЕ » 1985**

ББК 34 9  
К49  
УДК 535 8 621 373 8

Рецензент канд техн наук О М. Голубовский

**Климков Ю. М.**  
К49 Прикладная лазерная оптика .— М : Машино-  
строение, 1985. — 128 с., ил — (Б-ка приборострои-  
теля).

45 к

Рассмотрены пространственные параметры и характеристики ла-  
зерного излучения и их связь с параметрами оптических резонаторов  
Дано описание лазеров как источников излучения в геометрооптиче-  
ском и волновом представлениях

Описаны основные закономерности формирования лазерного из-  
лучения идеальной оптической системой, проанализировано влияние  
ограничения и аберраций на формирование пучка, изложены вопро-  
сы об изменении вида поляризации при прохождении излучения че-  
рез отдельные оптические элементы и систему в целом

Книга предназначена для инженерно-технических работников, за-  
нимающихся проектированием и эксплуатацией лазерных приборов и  
систем

К 2706000000-145  
038(01)-85 145-85

ББК 34.9  
6П5.8

© Издательство «Машиностроение», 1985 г

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время лазеры находят широкое применение в приборостроении — от изготовления микросхем до раскройки стальных листов для грузовых автомобилей. Эффективность практического применения лазеров во многом зависит от того, насколько правильно учтены их свойства как источников излучения.

Пучок лазерного излучения (лазерный пучок) существенно отличается от обычного пучка теплового излучения. Эти отличия обусловлены монохроматичностью, когерентностью, направленностью, интенсивностью и поляризованностью лазерного излучения. Своеобразие лазерного пучка заключается также в определенном амплитудно-фазовом распределении поля (модовом составе излучения), отсутствии какой-либо конкретной поверхности, из которой исходит излучение, так как излучение генерируется в объеме активной среды, и дифракционном характере расходимости пучка, имеющем место без ограничения поля реальными диафрагмами. Эти свойства лазерного излучения приводят к тому, что законы распространения лазерного излучения, взаимодействия его с оптическими средами и деталями, воздействия на оптически чувствительные поверхности отличаются от законов, справедливых для обычного излучения.

Среди обширного круга оптических явлений, возникающих при прохождении лазерного излучения через различные среды, большое место занимают вопросы, связанные со взаимодействием лазерного излучения с оптическими системами, применяемыми в большинстве случаев практического использования лазеров, не говоря уже об оптических элементах, из которых образован резонатор лазера. Можно отметить хотя бы такие важные задачи, как концентрация, коллимация и согласование лазерного излучения [18]. Работа оптических систем, с помощью которых решаются эти задачи, отличается от работы аналогичных систем при использовании обычного излучения. В книге, в основном, рассмотрены вопросы формирования лазерного излучения оптическими системами.

Вопросы формирования лазерного излучения оптическими системами достаточно важны и своеобразны, что позволяет излагать их в рамках нового направления, а именно — прикладной лазерной оптики. В настоящее время это направление отражено в статьях или главах монографий, посвященных, как правило, частным вопросам. В книге сделана попытка обобщить и систематизировать вопросы, связанные с указанным направлением, с целью разработки способов расчета лазерных оптических систем.

В книге последовательно рассматриваются закономерности образования лазерного излучения, распространения его в свободном пространстве, формирования лазерного излучения идеальной оптической системой, а затем системой, в которой необходимо учитывать дифракционные эффекты, аберрации и изменение состояния поляризации.

# ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

## 1. РЕЗОНАТОРЫ И ПУЧКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ

Оптические резонаторы современных лазеров могут иметь сложную структуру [15, 35]. К таким резонаторам можно отнести резонаторы с установленными в них призмами, линзами, дифракционными решетками, электрооптическими элементами, связанные резонаторы, резонаторы, возбуждаемые внешним световым лучом и заполненные нелинейной средой [15], неустойчивые резонаторы с вращением поля, с дополнительной обратной связью [1], частично заполненные активной средой с параболическим радиальным распределением показателя преломления и др. В некоторых из этих резонаторов связь параметров выходного излучения с параметрами резонатора описывается с помощью очень сложных аналитических зависимостей, которые трудно использовать на практике. В таких случаях свойства выходного излучения целесообразно определять экспериментально.

В данном параграфе рассмотрены только те резонаторы, свойства выходного излучения которых могут быть описаны относительно простыми зависимостями.

В простейшем случае оптический резонатор лазера представляет собой систему из двух отражающих поверхностей, между которыми располагается активный элемент. Резонаторы, образованные двумя отражающими поверхностями, называются двухзеркальными. Оптическая схема этого резонатора показана на рис. 1, где обозначено  $r_1, r_2$  — радиусы кривизны отражающих поверхностей (зеркал) резонатора,  $2a$  — диаметр диафрагмы,  $l$  — длина активного элемента,  $l_1, l_2$  — расстояния от торцов активного элемента до соответствующих зеркал резонатора,  $L$  — длина резонатора,  $n$  — показатель преломления активной среды.

Формирование электромагнитного поля внутри резонатора, а следовательно, и свойства выходного излучения в общем случае зависят от всех показанных на рисунке параметров резонатора.

Однако учет всех параметров затрудняет решение задачи, и на практике пользуются некоторыми приближениями. Одним из таких приближений является приближение так называемое

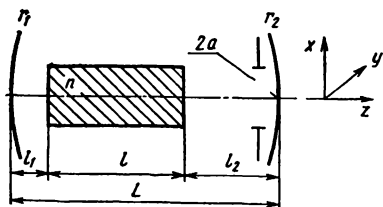


Рис. 1. Схема оптического резонатора

мого «пустого» резонатора, показатель преломления среды которого принимается равным единице. Свойства «пустого» резонатора определяются кривизной зеркал и расстоянием между ними. Сочетание параметров  $r_1$ ,  $r_2$  и  $L$  принято называть конфигурацией резонатора. Свойства «пустого» резонатора зависят также от числа, расположения, формы и размера диафрагм, ограничивающих поперечные размеры поля. Кроме реальной диафрагмы, установленной в резонаторе, эту функцию могут выполнять оправы зеркал, активного элемента и других устройств. Апертурные свойства резонатора учитываются с помощью числа Френеля

$$N_i = a_i^2 / \lambda L.$$

Приближение «пустого» резонатора наиболее подходит для газовых лазеров с внутренним расположением зеркал резонатора [16]. В резонаторах с внешними зеркалами наличие окон Брюстера вносит астигматизм в формируемый пучок.

По конфигурации резонаторы делят на две группы: устойчивые и неустойчивые. Устойчивые конфигурации характеризуются тем, что параксиальные лучи, т. е. лучи, имеющие малые углы с осью резонатора и расположенные вблизи нее, при распространении внутри резонатора, т. е. при последовательном многократном отражении от зеркал, остаются в параксиальной области. В неустойчивых резонаторах лучи после нескольких отражений выходят из параксиальной области.

Принадлежность резонатора к тому или иному типу, в рамках геометрической оптики определяют с помощью обобщенных параметров резонатора  $g_i$ , которые рассчитывают по формуле

$$g_i = 1 - L/r_i,$$

где  $L$  — длина резонатора,  $r_i$  — радиусы кривизны зеркал резонатора.

Радиус кривизны зеркала считается положительным, если зеркало обращено вогнутостью внутрь резонатора.

Условие устойчивости имеет вид

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1.$$

Другим значениям произведения  $g_1 g_2$  соответствуют неустойчивые конфигурации. Четкая граница между устойчивыми и неустойчивыми конфигурациями существует только в том случае, если исходить из представлений геометрической оптики. Реально переход в неустойчивую область соответствует некоторому нарастанию потерь энергии в резонаторе вследствие ухода лучей из параксиальной области.

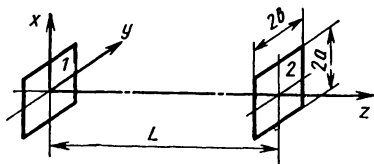


Рис. 2. Геометрия плоского резонатора

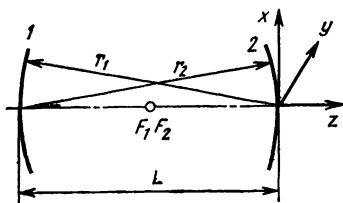


Рис. 3. Геометрия симметричного конфокального резонатора

Обратимся сначала к характеристикам резонаторов устойчивых конфигураций. При этом воспользуемся результатами теории открытых оптических резонаторов [15].

**Плоский резонатор** ( $g_1=g_2=\infty$ ). Этот резонатор образован двумя плоскими зеркалами, поэтому  $g_1=g_2=1$ .

Геометрия плоского резонатора описывается расстоянием между зеркалами  $L$  и апертурными размерами зеркал  $a_1$ ,  $a_2$ , и  $b_1$ ,  $b_2$  (рис. 2). Для описания свойств резонатора вводят параметры теории, разработанной Л. А. Вайнштейном [7]  $\sqrt{8\pi N}$  и  $\beta=0,824$ .

В плоском резонаторе относительное распределение интенсивности поля, например плотности мощности, по поверхности зеркала для нескольких мод [16] низшего порядка может быть приближенно описано следующим выражением

$$M_{m,n}(x, y) = \left\{ \frac{\cos^2 \left[ \frac{\pi(m+1)x}{2a \left( 1 + \frac{2\beta}{\sqrt{8\pi N_a}} \right)} \right]}{\sin^2 \left[ \frac{\pi(m+1)x}{2a \left( 1 + \frac{2\beta}{\sqrt{8\pi N_a}} \right)} \right]} \right\} \times \\ \times \left\{ \frac{\cos^2 \left[ \frac{\pi(n+1)y}{2b \left( 1 + \frac{2\beta}{\sqrt{8\pi N_b}} \right)} \right]}{\sin^2 \left[ \frac{\pi(n+1)y}{2b \left( 1 + \frac{2\beta}{\sqrt{8\pi N_b}} \right)} \right]} \right\}, \quad (1)$$

где  $m$ ,  $n$  — поперечные индексы моды по осям  $x$ ,  $y$ ,  $N_a = a^2/\lambda L$ ,  $N_b = b^2/\lambda L$ .

Функция  $\cos$  относится к четным, а функция  $\sin$  — к нечетным значениям  $m(n)$ . Распределение амплитуды по зеркалу описывается знакопеременной функцией с правильным чередованием максимумов и минимумов. Для четносимметричной моды в центре зеркала имеется максимум или минимум. Нечетносимметричная мода имеет в центре нулевую амплитуду. Периферийные максимумы возрастают по мере удаления от центра. Число нулевых точек равно индексу рассматриваемой моды. Если в резонаторе возбуждается сразу несколько мод, то распределение интенсивности поля будет равно сумме распределений интенсивности всех мод (принцип суперпозиции), описываемых выражением (1). Следует отметить, что в плоском резонаторе поле заполняет все поперечное сечение. При увеличении размера зеркал поперечное амплитудно-фазовое распределение расширяется, следуя за размером ограничивающей диафрагмы.

В плоском резонаторе с круглыми зеркалами азимутальное распределение амплитуды описывается гармонической функцией. Число узловых точек при полном обходе круговой зоны на зеркале равно удвоенному азимутальному индексу моды  $l$ . Радиальное распределение описывается функцией Бесселя от комплексного аргумента. Качественно оно похоже на распределение амплитуды для прямоугольного зеркала. Число нулевых точек на диаметре зеркала равно радиальному индексу моды  $p$ .

Относительное распределение плотности мощности на поверхностях круглых зеркал приближенно описывается следующим выражением.

$$M_{p,l}(r, \varphi) = \left\{ J_l \left[ \frac{\kappa^{(pl)} r}{a \left( 1 + \frac{2\beta}{\sqrt{8\pi N}} \right)} \right] \right\}^2 \cos^2(l\varphi), \quad (2)$$

где  $\kappa^{(pl)}$  —  $(p+1)$ -й корень функции Бесселя  $J_l$   $l$ -го порядка

Таким образом, распределение интенсивности излучения на плоскостях зеркал как для прямоугольных, так и для круглых зеркал оказывается сугубо неравномерным. Фаза колебаний также неравномерна в пределах площади зеркала. Вид пучка излучения, сформированного плоским резонатором, на различных расстояниях от выходного зеркала будет определяться дифракцией на этом зеркале. Приближенно дифрагирующую волну можно считать плоской. Поэтому представление о пучке, выходящем из плоского резонатора, можно получить, зная распределение поля по поверхности зеркала, пользуясь интегралом Кирхгофа — Френеля. Следует отметить, что в реальных системах наблюдается распределение, соответствующее прямоугольным зеркалам, даже если зеркала резонатора круглые.

**Симметричный конфокальный резонатор ( $g_1 = g_2 = 0$ ).** Этот резонатор, как и плоский, также является устойчивым.

Симметричный конфокальный резонатор образован двумя одинаковыми сферическими зеркалами (рис. 3) так, что фокальные плоскости обоих зеркал совпадают и находятся в середине резонатора. Одна из основных особенностей симметричного конфокального резонатора заключается в том, что исходные интегральные уравнения, описывающие распределение поля на зеркалах резонатора, допускают аналитическое решение. Распределение поля при условии  $N \gg 1$  не зависит от поперечных размеров резонатора. Поле конфокального резонатора сконцентрировано вблизи оси.

Поле конфокального резонатора в любой точке  $(x, y, z)$  как внутри резонатора, так и вне его можно определить через поле на зеркале с помощью интеграла Кирхгофа. Поле бегущей волны вне резонатора (внутри резонатора устанавливается стоячая волна) описывается выражением

$$\begin{aligned} E_{m,n}(x, y, z) = E_0 \sqrt{\frac{2}{1 + \xi^2}} \frac{\Gamma\left(\frac{m}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}{\Gamma(m+1) \Gamma(n+1)} \times \\ \times H_m\left(\frac{2x}{w_0 \sqrt{1 + \xi^2}}\right) H_n\left(\frac{2y}{w_0 \sqrt{1 + \xi^2}}\right) \exp \times \\ \times \left[ -\frac{(x^2 + y^2)}{w_0^2 (1 + \xi^2)} \right] \exp \left\{ -ik \left[ \frac{1}{2} L (1 + \xi) + \frac{\xi (x^2 + y^2)}{L (1 + \xi^2)} \right] + \right. \\ \left. + i (1 + m + n) \operatorname{arctg} \left( \frac{1 + \xi}{1 - \xi} \right) \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $E_0$  — множитель, нормирующий распределение поля на зеркале (амплитуда поля в центре зеркала для мод с четными индексами),  $w_0$  — масштаб распределения поля,  $\xi = 2z/L$  — относительная продольная координата, отсчитываемая от центра резонатора,  $H_m(\xi)$  и  $H_n(\xi)$  — полиномы Эрмита.

Распределение поля в конфокальном резонаторе на зеркалах круглой формы описывается выражением

$$E_{p,l}(r, \varphi) = E_0 \left( \sqrt{2} \frac{r}{w_0} \right)^l L_p^l \left( 2 \frac{r^2}{w_0^2} \right) \times \\ \times \exp \left( - \frac{r^2}{w_0^2} \right) \cos(\varphi l), \quad (4)$$

где  $p$  — радиальный, а  $l$  — азимутальный индексы типа колебаний,  $L_p^l(\rho^2)$  — полиномы Лагерра

Азимутальное распределение поля в модах высшего порядка соответствует гармоническому закону. Кольцевая зона сечения пучка содержит  $2l$  узлов (минимумов). Радиальное распределение получают из выражения (4). Изменение поля по продольной координате имеет такой же характер, как для прямоугольных зеркал.

Выражение (3) показывает, что амплитуда поля на оси пучка ( $x=y=0$ ) уменьшается при удалении от резонатора по закону  $(1+\xi^2)^{-1/2}$ . При  $\xi \gg 1$  эта зависимость переходит в обратную пропорциональную зависимость, характерную для гомоцентрического пучка. Характер распределения поля данной моды в любом сечении пучка ( $\xi = \text{const}$ ) остается постоянным, изменяется лишь масштаб распределения. Масштаб распределения является функцией продольной координаты

$$w_z = w_0 \sqrt{1 + \xi^2}. \quad (5)$$

Выражение (5) определяет форму пучка излучения. Пучок имеет минимальный масштаб (размер) в сечении резонатора, совпадающим с его серединой ( $z=0$ ). Минимальное сечение пучка называется перетяжкой. Зависимость размера сечения пучка от продольной координаты определяется гиперболой (5).

Поверхность равной фазы определяется фазовым членом в выражении (3). Если приравнять фазу в произвольной точке поверхности ( $x, y, z$ ) фазе в точке пересечения эквивафазной поверхности с осью пучка ( $0, 0, z_0$ ), то можно получить уравнение эквивафазной поверхности, которая вблизи оси может быть заменена сферой радиусом

$$R = -L \frac{1 + \xi^2}{2\xi}. \quad (6)$$

В соответствии с правилами знаков, принятыми в оптике, знак минус указывает, что выпуклая сторона сферы обращена в сторону положительных значений  $z$ .

**Резонатор произвольной конфигурации.** Конфигурации рассмотренных выше резонаторов соответствуют границам устойчивости. Поэтому на практике наиболее часто применяют резонаторы, которые не являются ни плоскими, ни конфокальными.

Расчет распределения поля таких резонаторов представляет собой сложную задачу. Интегральные уравнения, которые используются для определения свойств резонаторов, при произвольных значениях параметров конфигурации не решаются. Существуют, однако, приближенные аналитические методы и методы численного решения интегральных уравнений с использованием ЭВМ. Численные

методы дают более точное решение задачи, необходимый фактический материал и служат критерием правильности аналитических методов, которые, в свою очередь, позволяют определить свойства резонаторов при изменении их конструктивных параметров в широком диапазоне

Одним из методов, пригодных для оценок распределения поля в резонаторе произвольной конфигурации, является так называемый метод эквивалентного конфокального резонатора. Этот метод основан на следующем. Рассматривая распределение фазы колебаний на зеркалах резонатора произвольной конфигурации, полученные либо численными, либо аналитическими методами, можно видеть, что фаза слабо изменяется по поверхности зеркала. Отдельные локальные участки сильного изменения фазы, характерные для мод высшего порядка, не существенны, так как они соответствуют малым значениям амплитуд поля. Поэтому исключение этих участков из поверхности отражателя мало повлияет на интеграл Кирхгофа, из которого получают исходные интегральные уравнения. Таким образом, можно полагать, что отражающие поверхности зеркал произвольного резонатора почти совпадают с волновыми фронтами пучка излучения.

Как было показано выше, волновые поверхности пучка излучения конфокального резонатора можно легко рассчитать в любом сечении пучка. Из набора волновых поверхностей, присущих конфокальным резонаторам с различной длиной, очевидно, всегда можно найти такие две поверхности, которые по кривизне и расстоянию друг от друга совпадают с отражающими поверхностями заданного резонатора произвольной конфигурации. Воображаемый конфокальный резонатор, обладающий такими волновыми поверхностями, называется эквивалентным конфокальным резонатором. Предполагается, что поле рассматриваемого произвольного резонатора совпадает с полем эквивалентного конфокального резонатора, которое описывается выражением (3)

Расстояние между зеркалами (или радиус кривизны зеркал) эквивалентного конфокального резонатора называется конфокальным параметром  $R_3$  рассматриваемого резонатора произвольной конфигурации. Эквивалентный конфокальный резонатор определяется своей длиной  $R_3$  и местоположением перетяжки относительно зеркала рассматриваемого резонатора  $z_1$  и  $z_2$

$$R_3 = 2L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}, \quad (7)$$

$$z_i = L \frac{g_k (1 - g_i)}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2}. \quad (8)$$

Если  $z_i$  имеет положительный знак, то перетяжка сдвинута от  $i$ -го зеркала в сторону резонатора.

Метод эквивалентного конфокального резонатора дает хорошее приближение только при больших значениях числа Френеля и соблюдении некоторых условий. Расчеты показывают, что большинство применяемых на практике резонаторов допускают возможность применения этого метода для расчета распределения поля и фазы волны.

**Заполненный двухзеркальный резонатор.** Практически любой резонатор лазера является заполненным

Заполненным резонатором мы будем называть резонатор, показатель преломления активной среды которого отличен от единицы. Заполнение резонатора может быть полным, когда активная среда занимает весь объем полости резонатора (в этом случае отражающие поверхности совпадают с торцами активного элемента), и неполным, когда активная среда занимает лишь часть объема резонатора. В общем случае распределение показателя преломления по объему активной среды может быть неравномерным.

Поле излучения такого резонатора определяется не только конфигурацией резонатора, но и характером распределения показателей усиления [15] и преломления. Неоднородность показателей усиления и преломления активной среды приводит к существенной трансформации собственных типов колебаний резонатора. Типы колебаний таких резонаторов представляют собой так называемые «комплексные» гауссовы пучки, описываемые полиномами Эрмита — Гаусса (Лагерра — Гаусса) комплексного аргумента. «Комплексные» гауссовы пучки обладают рядом особенностей по сравнению с вещественными. Зеркала перестают быть поверхностями равной фазы, перетяжка пучка смещается с плоского зеркала, изменяется структура мод высокого порядка, изменяются пространственные характеристики излучения [15]. Учет влияния активной среды, очевидно, производится только в том случае, если распределение показателей усиления и преломления известно. Остановимся на случае, когда имеется только поперечная неоднородность активной среды, характеризующаяся зависимостью показателя преломления от поперечной координаты  $n(r)$ . Если пренебречь в разложении произвольной функции  $n(r)$  членами выше второго порядка, то  $n(r)$  можно представить в виде

$$n(r) = n_0 - \frac{1}{2} \sigma r^2,$$

где  $\sigma$  — параметр, характеризующий степень и знак оптической неоднородности среды и имеющий размерность  $\text{см}^{-2}$ ,  $n_0$  — показатель преломления активной среды на оси.

Активный элемент с квадратичной поперечной неоднородностью можно рассматривать как некую идеальную оптическую систему. Главные плоскости оптической системы расположены внутри активного элемента на расстоянии от соответствующих граней элемента

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{l}{n_0},$$

а фокусное расстояние задается соотношением

$$f' = \frac{1}{l\sigma}.$$

Чтобы определить свойства резонатора с поперечной оптической неоднородностью, прежде всего необходимо решить вопрос о его устойчивости. Параметры конфигурации заполненного резонатора рассчитывают по формуле

$$g_i = 1 - \frac{1}{r_i} \left( l_i + \frac{l}{n_0} + l_k \right) - \frac{l_k}{f'} \left( 1 - \frac{l_i}{r_i} \right) - \frac{l}{2n_0 f'} \left( 1 - \frac{l_i + l_k}{r_i} \right).$$

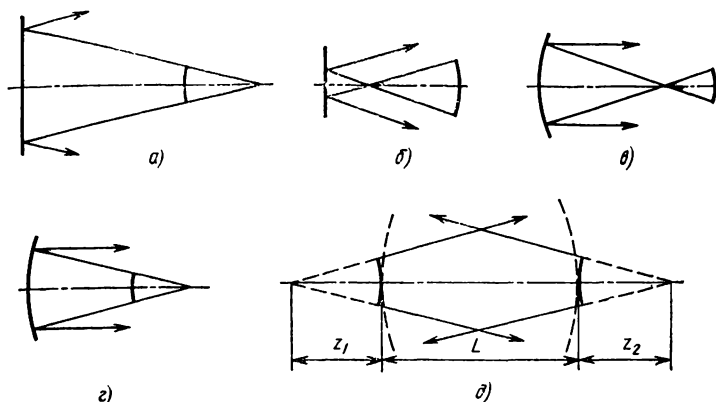


Рис. 4. Конфигурации неустойчивых резонаторов

Условие устойчивости, как и для «пустого» резонатора, имеет вид  $0 \leq g_1 g_2 \leq 1$

Если резонатор устойчив, то расчет распределения поля ведется так же, как и для «пустого» резонатора

Особый случай представляет собой полностью заполненный резонатор полупроводниковых лазеров. Как правило, он образован двумя плоскими поверхностями, но под действием накачки за счет неравномерного распределения температуры в объеме активного элемента он приобретает свойства сферического резонатора, которые можно определить методом эквивалентного конфокального резонатора. Перетяжка в таком резонаторе находится на расстоянии  $z = L/2n$  от торца активного элемента, а  $R_0 = L/n$ . Так как длина резонатора  $L$  обычно составляет десятые доли миллиметра, а показатель преломления полупроводника  $n \approx 3-4$ , то можно считать, что  $z$  и  $R_0$  примерно равны нулю. Поэтому полупроводниковый лазер как излучатель представляет собой излучающую точку, из которой пучок расходится под углом, равным дифракционному, а распределение интенсивности в пучке зависит от модового состава излучения.

**Неустойчивые резонаторы [1].** Как уже говорилось, к неустойчивым относятся резонаторы, у которых  $g_1 g_2 < 0$  или  $g_1 g_2 > 1$ .

Конфигурации неустойчивых резонаторов могут быть образованы зеркалами самых различных форм. На рис. 4, а—г изображены несимметричные резонаторы, а на рис. 4, д — симметричный резонатор.

Основной особенностью неустойчивых резонаторов является то, что вывод энергии из них производится не через зеркала (они делаются полностью отражающими), а за счет отражения от одного из зеркал (как показано на рис. 4 стрелками), в результате чего часть энергии (мощности) излучения проходит мимо другого зеркала и выходит из резонатора. В устойчивых резонаторах такой выход энергии происходит за счет дифракции излучения на зеркале и соответствует потерям, которые называются дифракционными. С этой точки зрения говорят, что неустойчивые резонаторы обладают боль-

шими дифракционными потерями, или что в них осуществляется дифракционный вывод энергии из резонатора

Вследствие больших дифракционных потерь по сравнению с другими видами потерь, в неустойчивых резонаторах дифракционные потери сильно зависят от поперечного индекса моды, в то время как в устойчивых резонаторах эта зависимость хотя и существует, но она почти полностью теряется на фоне других потерь. Поэтому неустойчивые резонаторы очень пригодны для выделения одной (основной) поперечной моды.

Кроме выделения одной поперечной моды, неустойчивый резонатор обладает тем положительным свойством, что объем, занимаемый полем основной моды, велик даже при относительно небольших длинах резонатора, что приводит к увеличению мощности излучения на этой моде. Дифракционный вывод энергии из резонатора очень легко можно довести до оптимальной величины.

Пучок излучения, выходящий из неустойчивого резонатора, является гомоцентрическим, а не гауссовым, как в устойчивом резонаторе. Распределение поля излучения в неустойчивом резонаторе представляет собой суперпозицию двух сферических волн, расходящихся из двух центров, расположенных на оси резонатора. Расстояние от этих центров до зеркал (рис 4,  $\delta$ ) определяется соотношениями [35]

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1) - g_1 g_2 + g_2}}{2g_1 g_2 - g_1 - g_2} ; \\ z_2 &= L \frac{\sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1) - g_1 g_2 + g_1}}{2g_1 g_2 - g_1 - g_2} , \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где  $g_1$  и  $g_2$  — обобщенные параметры резонатора  $g_i = 1 + L/r_i$

Для сферических зеркал в парааксиальной области, а для зеркал, образованных ветвями конфокальных однополостных гиперболоидов вращения, — в любой области соблюдается условие, что лучи, исходящие из одного центра, после отражения от зеркала переходят в лучи, исходящие из второго центра. Проходя резонатор от зеркала до зеркала и обратно, пучок увеличивает свой поперечный диаметр в  $M$  раз

$$M = \frac{(z_1 + L)(z_2 + L)}{z_1 z_2} = \frac{g_1 g_2 + \sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)}}{g_1 g_2 - \sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)}}$$

При многократном прохождении диаметр пучка оказывается ограниченным из-за конечности размера зеркала. Часть пучка выходит из резонатора. Место и направление выхода зависит от соотношения между поперечными размерами зеркал. Например, если одно зеркало полностью перекрывает сечение пучка, то выходное излучение направлено в сторону другого зеркала. Описанные выше свойства оптических резонаторов присущи только съюстированным резонаторам. Разъюстировка приводит к изменению как пространственной структуры поля, так и выходной мощности излучения.

## 2. ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКОЕ И ВОЛНОВОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Теория открытых оптических резонаторов использует два подхода для определения свойств резонаторов геометрический, основанный на представлении о лучах, и волновой, при котором излучение рассматривается как волна Соответственно этому и пучок лазерного излучения представляется либо как набор (пакет) прямолинейных лучей, зачерчивающих определенную область пространства, либо как волновое возмущение, имеющее место в данной области пространства Если сопоставить нормали к волновому фронту лучам, по которым распространяется энергия, то разница в этих представлениях не является принципиальной Однако тогда пришлось бы допустить кривизну лазерных лучей [см. формулу (5)], что противоречит понятиям геометрической оптики Следует подчеркнуть, что речь идет о распространении лазерного излучения в свободном пространстве, когда действие ограничивающих факторов пренебрежимо мало

Особый интерес представляет определение свойств лазерного пучка, сформированного конфокальным (или эквивалентным ему) резонатором В предыдущем параграфе эти свойства были найдены волновым методом Наиболее существенными характеристиками пучка являются кривизна волнового фронта и гиперболический характер изменения поперечного размера пучка вдоль оси распространения

В геометрической оптике эта задача решается путем определения траектории луча при его последовательном отражении от зеркал резонатора Для определения траектории луча в симметричном резонаторе применяют формулы параксиальной геометрической оптики [38]

Рассчитав траектории лучей, можно найти область внутри резонатора, «зачерченную» лучевым пакетом, и ее огибающую

Показано, что имеется очевидное сходство лучевого пакета с волновым пучком лазера Огибающей семейства лучей в лучевом пакете соответствует траектория точки, в которой относительная доля мощности излучения остается постоянной вдоль оси распространения Как и в волновом пучке, это гипербола Однако имеется и существенное противоречие между двумя представлениями лазерного пучка Если считать, что лучи есть нормали к волновому фронту, то в волновой модели эти лучи криволинейны Наоборот, в геометрической модели получится, что лучи не являются нормальными к фронту волны

Это противоречие возникает вследствие того, что законы классической геометрической оптики несправедливы вблизи источника и его изображения, а также вблизи фокальных плоскостей и каустик, где как раз и наблюдается указанное противоречие В некоторых новых работах, на которые ссылаются авторы [38], показано, что лучи остаются прямолинейными и в этих областях излучения С помощью полученных в них соотношений устанавливается строгое взаимно-однозначное соответствие между лучевым пакетом и гауссовым волновым пучком Таким образом, можно считать установленным, что геометрическое и волновое представления однозначны Каждое из них можно использовать для описания законов распространения лазерного излучения как в свободном пространстве, так и в оптических системах

### 3. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Описание законов распространения лазерного излучения в свободном пространстве и в оптических системах производится с помощью пространственных параметров. К ним относятся диаметр пучка и расходимость, кривизна волнового фронта, диаграмма направленности, распределение плотности мощности (энергии) в поперечном сечении пучка, ось диаграммы направленности, ближняя и дальняя зоны лазерного излучения.

Под диаметром пучка лазерного излучения понимается диаметр поперечного сечения пучка лазерного излучения, внутри которого проходит заданная доля энергии или мощности лазерного излучения. Больше используется другое определение диаметра пучка, под которым понимается расстояние между двумя точками, в которых амплитуда или интенсивность поля уменьшается в некоторое число раз по сравнению с максимальным значением.

Диаграмма направленности лазерного излучения — это угловое распределение энергии или мощности лазерного излучения. Ось диаграммы направленности лазерного излучения (ось диаграммы направленности) представляет собой прямую, проходящую через максимум углового распределения энергии или мощности лазерного излучения (при некоторых видах распределения поля — через минимум). При симметричном распределении поля ось диаграммы направленности совпадает с прямой, соединяющей энергетические центры тяжести сечений пучка, т. е. с энергетической осью пучка.

Дальняя зона лазерного излучения представляет собой область пространства вдоль оси лазерного пучка, расположенная на таком расстоянии от излучателя лазера, начиная с которого диаграмма направленности остается постоянной. Как будет видно из рассмотрения понятия расходимости, в волновом представлении она носит дифракционный характер независимо от того, ограничен ли лазерный пучок реальной диафрагмой или нет. Известно, что при описании дифракции пользуются понятиями зоны Френеля и зоны Фраунгофера. Дальняя зона лазерного излучения соответствует зоне Фраунгофера.

Расходимость лазерного излучения — это плоский или телесный угол, характеризующий ширину диаграммы направленности лазерного излучения в дальней зоне по заданному уровню углового распределения энергии или мощности лазерного излучения, определяемого по отношению к его максимальному значению. Эту расходимость иногда называют угловой в отличие от энергетической расходимости, которая представляет собой телесный угол (который можно выразить через соответствующий ему плоский), внутри которого распространяется заданная доля энергии или мощности лазерного излучения.

Пространственные параметры лазерного пучка бывают известны из измерений либо могут быть рассчитаны по известным параметрам резонатора. Связь параметров пучка с параметрами резонатора определяется типом резонатора.

Распределение поля по зеркалам плоского резонатора описывается выражениями (1) и (2). Распределение поля на некотором расстоянии  $z$  от выходного зеркала резонатора будет определяться дифракцией на этом зеркале, причем дифрагировавшую волну можно считать плоской. К плоским резонаторам относятся «пустые»

резонаторы с плоскими зеркалами, полностью заполненные резонаторы с плоскими зеркалами, если распределение показателя преломления по активному веществу равномерно, и не полностью заполненные резонаторы с плоскими зеркалами, если активный элемент и дополнительные элементы резонатора имеют плоские торцы, а распределение показателей преломления по объему элементов равномерно

Диаметр пучка на выходном зеркале плоского резонатора, как правило, определяется диаметром активного элемента. Если активный элемент имеет прямоугольное сечение, то размеры пучка определяются соответствующими размерами сечения активного элемента. Размер поперечного сечения пучка, естественно, несколько меньше соответствующих размеров активного элемента, так как поле спадает к его краям. Конкретное значение размера поперечного сечения пучка зависит от размеров активного элемента, модового состава излучения и выбранного уровня энергии (мощности), содержащейся в пучке.

Вид диаграммы направленности пучка, сформированного плоским резонатором, определяется дифракцией волны на выходном зеркале резонатора и, следовательно, зависит от размера и формы поперечного сечения пучка и вида распределения поля по зеркалу. За величину расходимости при дифракционном ограничении принимается угол между направлениями на первые дифракционные минимумы

$$2\theta_{\text{диф}} = 2\kappa_d \lambda / 2a, \quad (10)$$

где  $2a$  — размер активного элемента в данной меридиональной плоскости;  $\kappa_d$  — коэффициент, зависящий от вида распределения поля в поперечном сечении пучка и формы активного элемента.

При однородном распределении и круглой апертуре  $\kappa_d = 1,22$ , в случае прямоугольной формы апертуры  $\kappa_d = 1$ . При неоднородном распределении величина  $\kappa_d$  зависит не только от формы апертуры, но и от соотношения размеров апертуры и пучка.

Если апертура резонатора круглая и распределение поля симметрично относительно оси резонатора, то сечение пучка остается круглым на любом расстоянии от лазера. Если апертура имеет прямоугольную форму с размерами сторон  $2a$  и  $2b$ , то расходимость пучка будет различной в различных меридиональных плоскостях и размер сечения будет меняться вдоль оси  $z$  в соответствии с выражениями

$$a_z = \frac{\kappa_d \lambda}{2a} z; \quad b_z = \frac{\kappa_d \lambda}{2b} z. \quad (11)$$

Эти выражения справедливы лишь в дальней зоне, расстояние до которой в случае однородного распределения поля по апертуре определяется выражением [9]

$$z_{\text{дз}} \gg (2a)^2 / \lambda.$$

Таким образом, определение пространственных параметров и характеристик пучка, сформированного плоским резонатором, представляет значительные трудности, так как необходимо знать распределение поля и рассчитывать дифракционные интегралы. Кроме того, следует иметь в виду, что иногда поле не заполняет полностью апертуру, и распределение имеет вид пятен (в активном элементе

генерация происходит в волокнах, параллельных оси элемента) в плоскости апертуры. В этом случае расходимость пучка определяется формой и размерами соответствующих участков и видом распределения поля в их пределах.

В качестве первого приближения можно принять, что распределение поля по апертуре резонатора однородно. Наиболее точно этому соответствует многомодовый характер излучения. Расходимость и форму пучка в дальней зоне в этом случае можно рассчитать по формулам (10) и (11), а размер и форму пучка в ближней зоне приближенно определить по формулам

$$a_z = a + \frac{\kappa_d \lambda}{2a} z; \quad b_z = b + \frac{\kappa_d \lambda}{2b} z \quad (12)$$

Если длинная сторона сечения пучка на апертуре располагается горизонтально, то на некотором расстоянии от лазера она будет располагаться вертикально, как это видно из формул (12).

Если распределение имеет вид пятен, то их размеры обычно невелики ( $< 100$  мкм). В этом случае дальняя зона будет начинаться практически рядом с апертурой, и каждую излучающую точку можно рассматривать как источник, имеющий дифракционную расходимость. Суммарный пучок можно рассматривать как суперпозицию этих элементарных пучков. Пучок будет иметь вид, показанный на рис. 5.

Поле резонаторов произвольной конфигурации, свойства которых эквивалентны свойствам некоторого конфокального резонатора, описывается выражениями (3) и (4), в которых вместо длины резонатора  $L$  следует взять конфокальный параметр или длину эквивалентного конфокального резонатора  $R$ . К резонаторам такого типа относятся резонаторы не только со сферическими зеркалами, но и с плоскими, если внутри резонатора имеются оптические элементы, действие которых эквивалентно действию линзы.

Фундаментальное значение в излучении, сформированном такими резонаторами, имеет пучок основной моды  $TEM_{00}$ . Наиболее важным здесь является то, что в любом поперечном сечении пучка распределение поля является гауссовым, причем это справедливо как для круглых, так и для прямоугольных зеркал резонатора. Измерения распределений в пучке  $TEM_{00}$  моды показали, что они практически не отличаются от теоретической гауссовой зависимости. Кроме того, излучение основной моды имеет минимальную угловую расходимость и минимальный размер в поперечном направлении. Наконец, параметры пучка основной моды просто связаны с пара-

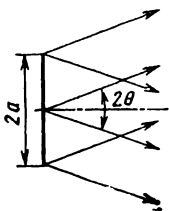


Рис. 5. Приближенная модель пучка, сформированного плоским резонатором

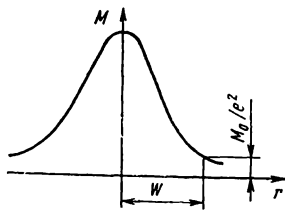


Рис. 6. Определение размера пятна основной моды

метрами резонатора, а параметры пучка многомодового излучения просто выражаются через параметры пучка основной моды. Пучок основной моды называется гауссовым. Распределение плотности мощности излучения в гауссовом пучке симметрично относительно оси пучка

$$M(r) = M_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right), \quad (13)$$

где  $M_0$  — плотность мощности на оси пучка,  $w$  — масштаб распределения,  $r^2 = x^2 + y^2$

Масштаб распределения интенсивности поля в пучке основной моды  $w$  равен расстоянию от оси пучка до точки, в которой интенсивность уменьшается в  $e^2$  раз (амплитуда — в  $e$  раз). Параметр  $w$  называется размером пятна (рис 6). Таким образом, диаметр пучка основной моды, определенный по спаду интенсивности в  $e^2$  раз, будет равен  $2w$ . Размер (диаметр) пучка моды более высокого порядка в некоторое число раз больше соответствующих параметров основной моды. Это число обозначим через  $k_m$  и будем называть коэффициентом моды. Так как моды более высоких порядков характеризуются периодическим чередованием экстремумов, то за размер пучка можно принять расстояние от оси пучка до точки, в которой интенсивность поля в последний раз уменьшилась в  $e^2$  раз по сравнению с максимальным значением. Значения  $k_m$  для некоторых мод приведены ниже

Радиальный индекс моды . . . . .	0	1	2	3	4
Коэффициент моды, отношение размеров пятен . . . . .	1	1,52	1,86	2,12	2,32

При многомодовом характере излучения распределение поля в поперечном сечении пучка представляет собой суперпозицию распределений, характерных для каждой отдельной моды. Если определить размер пучка многомодового излучения аналогичным образом, то значение  $k_m$  будет отличаться от значения, соответствующего какой-либо отдельной моде. Размер пучка многомодового излучения можно определить и по любому другому, более удобному уровню спада интенсивности. Главное в том, чтобы установить соотношение между размером пучка многомодового излучения, определенным по выбранному уровню, и радиусом пучка основной моды, определенным по уровню спада интенсивности в  $e^2$  раз.

При многомодовом характере излучения рассчитать положение точки, в которой интенсивность поля уменьшается в определенное число раз, практически невозможно, так как неизвестно соотношение между максимумами распределений различных мод в абсолютных величинах. Поэтому размер пучка многомодового излучения определяют с помощью измерений. При измерениях удобнее определять размер пучка (диаметр) по доле энергии (мощности), которая проходит через выбранное поперечное сечение пучка. С другой стороны, при многомодовом излучении определить с помощью измерений размер пучка основной моды невозможно, так как наблюдается суммарное распределение. Его рассчитывают по известным параметрам резонатора.

Диаметр пучка основной моды имеет минимальный размер в плоскости перетяжки пучка

$$2w_0 = 2 \sqrt{\lambda R_3 / 2\pi}. \quad (14)$$

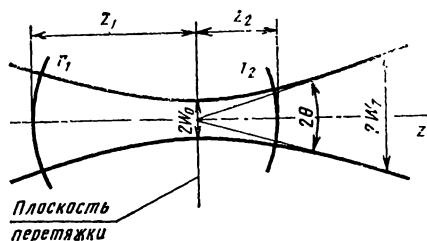


Рис. 7. Вид пучка лазера сформированного резонатором произвольной формы

Диаметр пучка многомодового излучения в плоскости перетяжки, очевидно, будет равен  $2\kappa_m w_0$ . По мере удаления от плоскости перетяжки [положение плоскости

перетяжки относительно зеркал резонатора задается формулой (8)] размер пучка симметрично увеличивается по закону гиперболы (5) (рис 7)

Характер расходимости одинаков для всех мод, т.е. величина подкоренного выражения в формуле (5) не зависит от модового состава излучения. Положение плоскости перетяжки также совпадает для всех типов колебаний. Поэтому как для одномодового, так и для многомодового пучка справедливо соотношение

$$2w_z(m, n) = 2w_0(m, n) \sqrt{1 + (2z/R_0)^2}. \quad (15)$$

Таким образом, значение  $\kappa_m$  остается постоянным в любом сечении пучка. Поэтому величину  $\kappa_m$  можно определить в любой плоскости, измеряя здесь размер пучка многомодового излучения и рассчитывая размер пятна основной моды по формуле (5). С помощью найденного значения коэффициента мод диаметр пучка многомодового излучения можно найти в любом сечении  $z$  как

$$2w_z(m, n) = 2\kappa_m w_z(0, 0) \quad (16)$$

Поскольку диаметр пучка основной моды может быть определен либо по уровню спада интенсивности, либо по уровню содержания энергии (мощности), найдем связь между этими величинами. Для этого необходимо найти связь между долей энергии, содержащейся в сечении некоторого радиуса  $r$ , и отношением интенсивностей в максимуме и в точке, расстояние которой от оси пучка равно  $r$ .

Очевидно, что относительное содержание мощности в сечении радиусом  $r$  можно найти как

$$\frac{\Phi(r)}{\Phi_0} = \frac{\int_0^r 2\pi r M(r) dr}{\int_0^\infty 2\pi r M(r) dr}, \quad (17)$$

где  $\Phi_0$  — полная мощность излучения.

По формуле (17) находим, подставляя значение  $M(r)$  из выражения (13),

$$\frac{\Phi(r)}{\Phi_0} = 1 - e^{-2 \frac{r^2}{w^2}}. \quad (18)$$

Подставляя  $\exp\left(-\frac{2r^2}{w^2}\right)$ , выраженное из формулы (13), в формулу (18), получим

$$\Phi(r)/\Phi_0 = 1 - M(r)/M_0 \quad (19)$$

$r/w$ . . . . .	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8
$\Phi(r)/\Phi_0$ , %	7,7	27,4	52,3	72,2	86,5	94,4	98,0	99,4	99,9
$M(r)/M_0$ . .	0,92	0,73	0,49	0,28	0,14	0,06	0,02	0,01	0

Таким образом, если размер пятна основной моды определен по отношению  $M_0/M(r)$ , то с помощью выражения (19) можно найти, какому уровню относительного содержания энергии (мощности) соответствует этот размер, и наоборот. В частности, диаметру пучка основной моды  $2w$ , определенному по уровню снижения интенсивности в  $e^2$  раз, соответствует сечение, через которое проходит 86,5% энергии (мощности) излучения. Добавим, что соотношение (18) позволяет при известном параметре  $w$  найти диаметр пучка по любому заданному уровню содержания энергии (мощности), а соотношение (19) — по любому заданному уровню снижения интенсивности.

Выше приведены некоторые соотношения в пучке основной моды. Здесь отношение  $r/w$  можно рассматривать как коэффициент перехода от размера пятна и расходимости пучка основной моды (см. выше), определенных по уровню снижения интенсивности  $1/e^2$ , к соответствующим параметрам для заданных значений  $M(r)/M_0$  и  $\Phi(r)/\Phi_0$ . Наиболее часто используемый коэффициент перехода от уровня  $M(r)/M_0 = 1/e^2$  к уровню  $1/2$  составляет 0,58.

Угловое распределение (диаграмма направленности) поля в дальней зоне может быть получено из выражения (3) путем перехода к пределу при  $\xi \rightarrow \infty$  и замены  $x/z = \varphi$  и  $y/z = \psi$ . Полагая амплитуду поля четносимметричных мод в осевом направлении единичной, найдем

$$E_{m,n}(\varphi, \psi) = \frac{\Gamma\left(\frac{m}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}{\Gamma(m+1) \Gamma(n+1)} H_m\left(\frac{\varphi L}{w_0}\right) \times \\ \times H_n\left(\frac{\psi L}{w_0}\right) \exp\left[-\frac{(\varphi^2 + \psi^2) L^2}{4w_0^2}\right] \quad (20)$$

Из выражения (20) следует, что диаграмма направленности повторяет распределение поля в сечении пучка и также представляется полиномами Эрмита — Гаусса. Этот результат следует из того обстоятельства, что распределение поля на зеркалах определяется собственной функцией того же преобразования, которое дает переход к угловой индикатрисе пучка.

Ширину диаграммы направленности пучка основной моды принято характеризовать углом  $2\theta$  (см. рис. 7) между направлениями, по которым интенсивность поля составляет  $1/e^2$  от осевой интенсивности. Этот угол называется расходимостью лазерного излучения. Из выражения (20) следует, что при  $L = R_0$

$$2\theta = \frac{4w_0}{R_0} = 2 \sqrt{\frac{2\lambda}{\pi R_0}} = \frac{2\lambda}{\pi w_0} \quad (21)$$

Поскольку в дальней зоне размер пучка возрастает линейно с увеличением  $z$ , выражение для  $\theta$  можно получить и из формулы (15) как

$$\theta_0 = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\omega_z}{z} \quad \text{при } z \rightarrow \infty, \quad (22)$$

откуда также следуют формулы (21) Из формулы (22) следует, что расходимость пучка моды более высокого порядка во столько раз больше расходимости пучка основной моды, во сколько раз размер пучка этой моды больше, чем размер пучка основной моды. То же самое можно сказать и по отношению к расходимости многомодового излучения. Таким образом,

$$\theta_{mn} = \kappa_m \theta_0$$

Отсюда следует, что коэффициент мод можно определять не только по измерению размеров пучка, но и по измерению расходимостей.

Для того чтобы выразить расходимость по любому заданному уровню через расходимость по уровню снижения интенсивности в  $e^2$  раз, воспользуемся зависимостями (19) и (22). Так как  $\theta/\theta_0 = r/\omega$ , то получим

$$\theta = \theta_0 \sqrt{0,5 \ln (M_0/M)}. \quad (23)$$

Например, расходимость пучка основной моды, определенная по снижению интенсивности в 2 раза, т. е. на уровне половинной интенсивности, в соответствии с выражением (23) равна

$$\theta_{0,5} = 0,47 \sqrt{\lambda/R_3} = 0,58 \theta_0.$$

Если известно значение расходимости, определенное по уровню снижения интенсивности, то с помощью выражения (19) можно найти, какому уровню относительного содержания энергии (мощности) соответствует эта расходимость, и наоборот. Другими словами, с помощью выражения (19) устанавливают соответствие между угловой и энергетической расходимостями.

Так как диаграмма направленности повторяет поперечное распределение поля, то каждой точке распределения в поперечном сечении соответствует своя расходимость. Ее можно выразить через текущий радиус пучка основной моды в плоскости перетяжки  $r_0$ . Так как  $\theta/\theta_0 = r_0/\omega_0$ , то, выражая  $\theta_0$  и  $\omega_0$  соответственно из формул (21) и (14), получим

$$\theta = 2r_0/R_3.$$

Здесь  $\theta$  вычисляется (измеряется) по тому уровню интенсивности, по которому вычисляется (измеряется)  $r_0$ .

Понятие расходимости можно использовать только в дальней зоне лазерного излучения. Практически дальняя зона определяется расстоянием, на котором разница в размерах пучка, определенных по формуле (15) и по формуле

$$\omega_z = \theta z, \quad (24)$$

не превышает некоторой заданной величины. Используя формулы (15) и (24), можно получить выражение для относительной погрешности формулы (24)

$$K = 1 - \frac{2z}{R_3 \sqrt{1 + \xi^2}},$$

где  $K$  — относительная погрешность.

Решая это уравнение, можно найти приближенное значение для расстояния дальней зоны

$$z_{дз} \approx R_3 \sqrt{\frac{1 - 2K}{8K}}$$

Задаваясь допустимым значением  $K$ , можно определить положение дальней зоны. Например, при  $K=3\%$  дальняя зона находится на расстоянии  $z \approx 2R_3$ , а при  $K=10\%$   $z \approx R_3$ . Очевидно, что положение дальней зоны одинаково для одномодового и многомодового пучков.

Волновой фронт колебаний, возникающих в резонаторе произвольной конфигурации, в параксиальной области представляет собой сферу, радиус кривизны которой меняется по закону (6). Следует заметить, что сферичность волнового фронта нарушается лишь на краях пучка, где энергия (мощность) излучения пренебрежимо мала. Из формулы (6) следует, что в сечении перетяжки фронт волны представляет собой плоскость. С увеличением абсолютного значения  $z$  радиус кривизны волнового фронта сначала уменьшается, а затем увеличивается.

$$R = \frac{R_3^2}{4z} + z \quad (25)$$

В дальней зоне  $R \approx z$ , что соответствует гомоцентрическому пучку.

#### 4. МОДЕЛИ ЛАЗЕРОВ КАК ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Как следует из рассмотрения свойств оптических резонаторов и пучков излучения лазеров, поле лазерного излучения всегда является ограниченным в поперечном направлении. Ограничение происходит либо за счет конечности поперечных размеров резонатора, либо за счет свойства резонатора фокусировать излучение.

Другой характерной особенностью лазерного пучка является его когерентность. Когерентный пучок характеризуется распределением амплитуды (интенсивности) и фазы (формой волнового фронта) в поперечном сечении. Причем имеется взаимное влияние распределений: изменение распределения амплитуды приводит к изменению формы волнового фронта, и наоборот. Следовательно, характер распространения лазерного излучения в волновом представлении определяется дифракционными эффектами. Для того чтобы определить распределение поля в любой плоскости вне резонатора, необходимо знать распределение поля на выходном зеркале резонатора и воспользоваться дифракционным интегралом. Распределение поля на выходном зеркале резонатора рассчитывается с помощью теории открытых оптических резонаторов. Строгое решение этой задачи представляет значительные трудности. На практике часто пользуются упрощенным представлением о лазерном пучке, которое может быть получено при некоторых допущениях. В зависимости от типа применяемого резонатора лазерный пучок может быть аппроксимирован следующими моделями.

**Гауссов пучок.** В настоящее время наиболее часто лазерный пучок представляется в виде гауссова пучка.

Если свойства резонатора могут быть описаны с помощью теории эквивалентного конфокального резонатора, то лазерный пучок

чок аналогичен пучку, который формируется симметричным конфокальным резонатором. Если, к тому же, излучение происходит только на основной моде с  $m=n=0$  (TEM<sub>00</sub>), то распределение плотности излучения на поверхности зеркал резонатора описывается законом Гаусса. Изменение масштаба распределения вдоль оси распространения излучения происходит по закону гиперболы [см формулу (5)]. Так как интеграл от функции Гаусса также представляет собой функцию Гаусса, то распределение (3) остается неизменным в любом сечении пучка, а волновая поверхность, касательная к сечению, является сферой. Такой пучок называется гауссовым.

Кроме параметров гауссова пучка, приведенных в предыдущем параграфе, его характеризуют еще одним комплексным параметром  $q$ , который связан с вещественными параметрами волны  $R$  и  $w$  в данном сечении  $z$  следующим образом:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{2}{k w^2}.$$

Вещественная часть  $q$  описывает распределение фазы волны, а мнимая — распределение амплитуды. Для произвольного сечения

$$q(z) = z + i R_0/2 = z + q(0).$$

Таким образом, вещественная часть  $q(z)$  определяет расстояние до перетяжки пучка, а мнимая — конфокальный параметр или размер пучка в перетяжке. Понятие гауссова пучка является фундаментальным в теории открытых оптических резонаторов.

Представление лазерного пучка в виде гауссова чрезвычайно удобно для практических расчетов, так как мы имеем дело с известной простой функцией. Кроме того, параметры пучка просто связаны с параметрами резонатора. Как видно из формул (3) и (4), гауссов пучок формируется резонаторами как с круглыми, так и с прямоугольными зеркалами. Широкое практическое использование гауссовой модели объясняется, с одной стороны, тем, что гауссов пучок формируется резонаторами различных типов. Сюда относятся устойчивые резонаторы со сферическими зеркалами, а также резонаторы с плоскими зеркалами, в которых вследствие накачки активная среда начинает выполнять функцию линзы. С другой стороны, пучок основной моды имеет минимальные угловую расходимость и поперечный размер, что важно при многих применениях лазеров.

На практике гауссов пучок с большой точностью формируется в гелий-неоновых лазерах с резонаторами устойчивой конфигурации.

**Гауссоэрмитовский (для круглых зеркал Лагерра — Гаусса) одномодовый пучок.** Одномодовым называется пучок, в составе которого имеется одна поперечная мода. Этот пучок формируется теми же резонаторами, что и гауссов пучок, но излучается мода более высокая, чем основная. Гауссоэрмитовское распределение в этом пучке также остается неизменным в любом сечении пучка. Распределение поля излучения в любой моде более высокого порядка описывается функцией Гаусса — Эрмита [см формулу (3)] и определенным образом связано с распределением основной моды. Кривизна волнового фронта при одних и тех же параметрах резонатора в любом сечении для гауссова и гауссоэрмитовского пучков одна и та же. Другими словами, гауссов и гауссоэрмитовский пучки имеют один и тот же характер распространения в свободном простран-

стве, но отличаются размерами и распределе. интенсивности в поперечном сечении

**Гауссоэмитовский (для круглых зеркал Лагерра — Гаусса) многомодовый пучок.** Пучок излучения мощных лазеров, как правило, содержит несколько поперечных мод

Это пучок многомодового излучения, причем каждая мода, присутствующая в излучении, описывается функцией Гаусса — Эрмита (основная мода — функцией Гаусса) Реальное распределение интенсивности в пучке многомодового излучения аналитически описать невозможно, так как отдельная мода описывается относительным распределением поля, а распределение поля в абсолютных величинах, как правило, бывает неизвестным Однако кривизна волнового фронта пучка многомодового излучения такая же, как в гауссовом пучке Кроме того, в любом сечении пучка связь между диаметрами и расходимостями гауссова и многомодового пучков сохраняется неизменной Это дает возможность описать многомодовый пучок с помощью параметров гауссова пучка

**Гомоцентрический пучок.** В некоторых случаях лазерный пучок можно представить как гомоцентрический. Это эквивалент точечного источника с ограниченной расходимостью Такой пучок формируется резонаторами неустойчивого типа, если пренебречь дифракционными эффектами на зеркалах резонатора Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка зависит от модового состава. Часто неустойчивые резонаторы работают в режиме основной моды, распределение в которой близко к равномерному Центр кривизны сферического волнового фронта такого пучка находится по формуле (9). Гомоцентрический пучок формируется также резонаторами устойчивого типа в дальней зоне. Центр кривизны волнового фронта пучка в этом случае находится в центре перетяжки Излучение многих полупроводниковых лазеров также эквивалентно гомоцентрическому пучку с разной расходимостью в двух взаимно перпендикулярных плоскостях.

**Семейство гомоцентрических пучков (модель Турыгина [36]).** Одной из первых моделей лазера было представление его в виде излучающей площадки

Излучение, состоящее из семейства (набора) гомоцентрических пучков, формируется резонаторами любого типа, если вид распределения интенсивности в сечении зеркала резонатора состоит из отдельных пятен небольшого размера. Другими словами, каждую точку излучающей поверхности можно рассматривать как источник лучей, расходящихся под углом, определяемым дифракцией. За счет осреднения множества дифракционных распределений общее распределение интенсивности в пучке будет приближаться к однородному Семейство гомоцентрических пучков можно представить и как семейство параллельных пучков Другими словами, в этой модели выходное зеркало лазера представляет собой излучающую площадку, а излучение ограничено телесным углом, равным расходимости пучка излучения лазера Модель Турыгина приближенно описывает излучение твердотельных лазеров, генерация в которых возбуждается не по всему объему активного элемента, а в некоторых «элементарных» цилиндрах, излучение выходит из дискретных «пятен» в площади выходного торца

**«Лучевой пакет» или пакет Штайера.** Описание лазерного пучка в виде лучевого пакета дано, например, в работе [38] Это лучевая (геометрооптическая) аналогия волнового гауссова пучка Представ-

ление гауссова пучка в виде набора прямолинейных лучей формально основано на том, что криволинейную поверхность гиперболоида вращения можно заменить набором прямолинейных лучей, огибающая которых совпадает с криволинейной поверхностью. За закономерности распространения гауссова пучка в рамках этой модели описываются с помощью законов геометрической оптики.

В современной лазерной технике используются резонаторы, свойства излучения которых не могут быть описаны с помощью рассмотренных моделей. В этом случае свойства излучения можно найти лишь с применением дифракционной теории.

## Глава 2

# ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ИДЕАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

## 1. ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ОПТИКИ

Целью формирования лазерного пучка является получение заданных распределений интенсивности и фазы излучения или одного из этих распределений. Например, при формировании диаграмм направленности необходимо получить заданное распределение интенсивности по угловым направлениям, при фокусировании пучка необходимо получить заданное распределение интенсивности в данной плоскости, при согласовании пучка с элементами оптических приборов необходимо получить определенную форму волнового фронта.

Формирование лазерного пучка, т. е. его преобразование, происходит с помощью оптических систем. Преобразование достигается, в основном, за счет изменения кривизны волнового фронта (т. е. формы волнового фронта) на поверхностях оптических элементов системы. В ряде случаев формирование может быть достигнуто с помощью изменения амплитудного распределения (например, путем изготовления линзы в виде нейтрального светофильтра или с помощью «пустых» диафрагм, т. е. за счет явления дифракции).

Средством для получения заданного распределения могут явиться и аберрации оптической системы, хотя они в большинстве случаев являются препятствием для достижения цели. Таким образом, в общем случае в формировании лазерного пучка оптическими системами участвуют поверхности оптических деталей, материал (среда) и оправы компонентов. Иногда при формировании используются довольно сложные преобразования пучка.

Лазерная оптика — это раздел оптики, посвященный взаимодействию оптических элементов и систем с лазерным излучением. Имеются в виду обычные оптические элементы и системы, т. е. компоненты, которые используются и для формирования обычного, не лазерного, излучения. Известно, что закономерности преобразования обычного излучения оптическими системами можно получить двумя путями, используя волновой или геометрикооптический подход. Как было показано выше, лазерный пучок также может быть представлен либо волновой, либо геометрикооптической моделью. Таким образом, и с точки зрения подходов к решению задачи лазерная оптика не отличается от обычной. Однако свойства излучения лазеров и пространственные параметры пучка существенно отличаются от

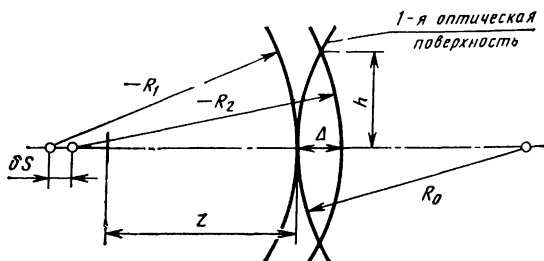


Рис. 8. Сферическая абберация гауссова пучка

свойств излучения и параметров обычного излучения. Это приводит к необходимости учитывать специфику лазерного излучения при его формировании оптическими компонентами. В этом и состоит основная задача лазерной оптики.

В настоящее время основной моделью лазерного излучения является гауссов пучок. Строго говоря, для того чтобы обосновать возможность применения обычных оптических систем для формирования гауссова пучка, необходимо доказать, что гауссовский характер пучка не изменяется оптической системой. Это доказательство приведено, например, в работе [9].

Заметим, что ось лазерного пучка можно сопоставить с лучом, преломляющимся в оптических системах по законам геометрической оптики [38].

Мы начнем рассмотрение основных особенностей лазерной оптики с идеальной оптической системы, т. е. системы, в которой свойства параксиальной области распространяются на все поперечное сечение пучка. Специфика перехода от параксиальной области к идеальной оптической системе в случае гауссова пучка обусловлена тем, что гауссов пучок негомоцентричен. Поэтому работа оптической системы в непараксиальной области будет отличаться от работы в параксиальной области не только за счет разных углов прихода лучей на первую оптическую поверхность, но и за счет того, что центр кривизны волновых фронтов для параксиальной и непараксиальной областей не один и тот же. Известно, что отступления от работы в параксиальной области характеризуются абберациями, а если свойства параксиальной области распространяются на все поперечное сечение оптической системы, то абберациями пренебрегают. В лазерной оптике к абберациям оптической системы добавляются абберации, связанные с негомоцентричностью пучка. В центрированной оптической системе негомоцентричность пучка можно трактовать как наличие сферической абберации пучка (рис. 8). Как следует из рисунка, на высоте  $h$  пересечения крайнего луча с оптической поверхностью радиусом  $R_0$  центр кривизны волнового фронта смещается относительно центра кривизны волнового фронта осевого луча на величину  $\delta s$ , которую можно трактовать как сферическую абберацию лазерного пучка. Величину  $\delta s$  можно выразить как

$$\delta s = -R_1 + \Delta + R_2$$

Обозначая через  $z$  расстояние от перетяжки пучка до оптической поверхности, можно представить  $R_1$  и  $R_2$  как

$$R_1 = - \left( \frac{R_s^2}{4z} + z \right);$$

$$R_2 = - \left[ \frac{R_s^2}{4(z + \Delta)} + (z + \Delta) \right].$$

Таким образом,

$$\delta s = \frac{R_s^2}{4} \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{z + \Delta} \right) \cong \frac{R_s^2 \Delta}{4z^2},$$

где

$$\Delta \cong \frac{h^2}{2} \left( \frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_2} \right).$$

В параксиальной области  $h \rightarrow 0$  и  $\Delta \rightarrow 0$ .

Таким образом, в идеальной лазерной оптической системе мы пренебрегаем аберрациями самой оптической системы и лазерного пучка

Вторым условием перехода к идеальной оптической системе является возможность пренебречь дифракционными эффектами, которое выполняется, если апертурные размеры оптической системы не ограничивают поперечных размеров пучка. Рассмотрим выполнение этого условия на примере гауссова пучка. Систему будем называть идеальной, если она не искажает гауссовского характера распределения поля.

Найдем относительное распределение интенсивности гауссова пучка, ограниченного круглой апертурой, в дифракционной картине Фраунгофера, т. е. в дальней зоне лазерного излучения. Для решения большинства оптических задач достаточно приближенного описания поля с помощью одной комплексной скалярной функции [5]. Эта функция является интегрируемой для когерентного источника, и ее можно использовать в нашем случае. Известно, что распределение поля в зоне Фраунгофера (диаграмма направленности) и распределение поля на ограничивающей апертуре связаны между собой преобразованием Фурье. В том случае, когда поле за пределами апертуры обращается в ноль, что имеет место при бесконечно большой апертуре, решение дифракционного интеграла не представляет трудности. При этом преобразование Фурье кривой Гаусса дает также кривую Гаусса, т. е. распределение поля в плоскости апертуры повторяется в дальней зоне.

Если величина поля на краях апертуры не равна нулю, расчет распределения плотности мощности в дифракционной картине проводят методом численного интегрирования комплексной скалярной функции поля

$$f(v) = C \int_0^{2\pi} \int_0^1 \text{circ} \frac{r}{a} e^{-r^2/w^2} J_0(rv) r dr d\varphi, \quad (26)$$

где  $\exp(-r^2/w^2)$  описывает распределение амплитуды поля по закону Гаусса в пределах круглой апертуры радиуса  $a$ ,  $w$  — размер пятна основной моды по уровню уменьшения амплитуды поля в  $e$

раз,  $\text{circ} \frac{r}{a}$  — круговая функция

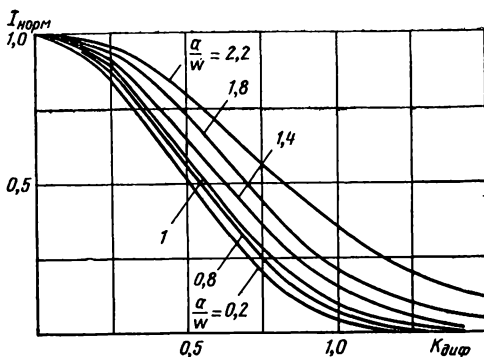


Рис. 9. Распределение поля в дальней зоне гауссова пучка, ограниченного круглой апертурой

$$\text{circ } \frac{r}{a} = \begin{cases} 1 & \text{при } r \leq a \\ 0 & \text{в остальных случаях;} \end{cases}$$

$r$  — текущий радиус в плоскости апертуры;  $v = 2\pi a r / (\lambda z)$ ;  $\rho$  — текущий радиус в плоскости анализа,  $z$  — расстояние между плоскостью апертуры и плоскостью анализа,  $J_0$  — функция Бесселя нулевого порядка

В дальнейших расчетах постоянную величину  $C$  опускаем, так как нас интересует относительное распределение интенсивности поля. Величину  $z$  принимаем из условия, что плоскость анализа находится в зоне Фраунгофера  $z \gg 4a^2/\lambda$ .

Результаты расчета на ЭВМ по формуле (26) приведены на рис. 9 и ниже в тексте. Из рис. 9 следует, что вид распределения интенсивности поля в дифракционной картине зависит от степени ограничения пучка апертурой  $a/w$ . Размер дифракционной картины по первому минимуму также зависит от отношения  $a/w$ . Распределение интенсивности при  $a/w \leq 0,2$  практически соответствует дифракции однородного пучка. Поэтому при указанной степени ограничения пучок основной моды можно рассматривать как однородный и рассчитывать дифракционное распределение по известной формуле Эйри.

$$f(v) = 2J_1(v)/v.$$

С другой стороны, при  $a/w \geq 2,2$ , что соответствует уменьшению величины поля на краях апертуры по сравнению с максимальным значением на оси пучка в 100 раз (20 дБ), достигается хорошее совпадение распределения с кривой Гаусса. Следовательно, при такой степени ограничения пучок основной моды можно рассматривать как неограниченный.

$a/w \dots$	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,8	2,2
$\kappa_d \dots$	1,22	1,25	1,28	1,34	1,43	1,55	1,74	3,42	3,73

Выше приведены значения коэффициентов  $\kappa_d$  в формуле  $\theta_{\text{диф}} = \kappa_d \lambda / 2a$  для расчета углового положения первого дифракционного минимума в дифракционной картине, отсчитываемого в одну сторону.

ну от оси, для различной степени ограничения пучка. Как и следовало ожидать, при  $a/w \leq 0,2$  этот коэффициент равен 1,22. Таким образом, можно считать, что идеальная оптическая система реализуется при  $a/w \geq 2,2$ . При многомодовом излучении размер апертурной диафрагмы должен быть увеличен в  $\kappa_m$  раз.

Итак, если оправы линз или отдельные реальные диафрагмы ограничивают гауссов пучок указанным образом, то оптическую систему можно считать идеальной и не учитывать действия ограничивающих факторов.

В приведенных выше рассуждениях не учитывалась возможность искажения фазовых соотношений в лазерном пучке за счет поглощения энергии в материалах оптических деталей. Для оптических систем это допущение является справедливым, так как они изготавливаются из материалов, обладающих очень высоким пропусканием лучистой энергии.

Излучение лазеров образует почти точную сферическую или плоскую волну, поэтому для реализации возможностей лазерного пучка оптика должна обеспечивать достижение дифракционного предела, т.е. необходимо управление волновым фронтом с помощью оптических систем на уровне дифракционного предела.

Общее определение дифракционного предела заключается в том, что если безабберационная оптическая система фокусирует поле с однородным распределением, то в центральном пятне (кружке Эйри) должно содержаться 83,8 % всей энергии излучения. Для гауссова пучка доля энергии в центральном пятне зависит от степени ограничения его оптической системой, т.е. величина 83,8 % еще не дает представления о качестве системы, формирующей гауссов пучок. Поэтому необходима разработка другого критерия в соответствии с задачами практики. При наличии aberrаций их необходимо учитывать при определении дифракционного предела.

## **2. ВОЛНОВАЯ, ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ И МАТРИЧНАЯ ОПТИКА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПУЧКУ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В соответствии с геометрической и волновой моделью лазерного пучка возможно и описание закономерностей формирования его оптическими системами с различными точками зрения.

Наиболее строгое и полное описание законов формирования лазерного пучка оптическими системами можно получить с помощью волновых представлений, когда поле излучения задается амплитудно-фазовым распределением, а его преобразование оптическими системами описывается с помощью дифракционных интегралов. Волновая оптика справедлива как для случая неограниченных лазерных пучков, так и для случая, когда лазерный пучок ограничен реальной диафрагмой, например оправой оптического элемента. Однако решение дифракционных интегралов представляет значительные трудности. Исключением является случай, когда лазерный пучок аппроксимируется гауссовым пучком, а ограничение отсутствует. Здесь законы волновой оптики оказываются достаточно простыми и могут использоваться в инженерной практике.

В соответствии с геометрическим представлением прохождения лазерного пучка через оптические системы описывается с помощью законов геометрической оптики. При этом лазерный пучок замещают лучевым пакетом, состоящим из прямолинейных лучей. Каж-

дый из этих лучей преломляется и отражается на оптических поверхностях в соответствии с законами геометрической оптики, в то время как форму лазерного пучка за оптической системой получаем на основе построения лучевого пакета, также состоящего из прямых линейных лучей

Известно, что формулы геометрической оптики могут быть представлены в матричной форме. Суть матричного метода расчета оптических систем заключается в том, что свойства оптической системы записываются в виде некоторой матрицы (или произведения матриц), а параметры выходного луча находят как произведение параметров входного луча (высота пересечения луча с оптической поверхностью и угол наклона луча к оптической оси) на эту матрицу. Результаты, полученные с помощью матриц, справедливы при допущении, что распространение света можно описывать с помощью отдельных лучей, а не волновых фронтов, и что принимается параксиальное приближение.

Интересно отметить, что в качестве входных координат (параметров) луча можно взять не высоту и угол, а параметры, которыми характеризуется гауссов пучок в волновом представлении. Тогда с помощью этой же матрицы оптической системы можно получить свойства выходного лазерного пучка. Таким образом, матричная форма связывает понятия геометрической и волновой оптики. При этом под гауссовым пучком понимается как бы один луч, который совпадает с нормалью к волновому фронту на оси пучка.

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ ГАУССОВА ПУЧКА ЛИНЗОВЫМИ СИСТЕМАМИ

**Волновая модель.** Гауссов пучок за оптической системой можно характеризовать конфокальным параметром, соответствующим изображаемому конфокальному резонатору. В волновой модели гауссов пучок полностью задан, если известны его конфокальный параметр и положение плоскости перетяжки. Задача ставится таким образом, чтобы, зная эти параметры до оптической системы, найти их после оптической системы. Начнем рассмотрение с тонкой положительной линзы. Задача может быть решена следующим образом. Зная расстояние от линзы до перетяжки падающего на нее пучка, можно определить размер пучка и радиус кривизны волнового фронта в плоскости линзы слева от нее. Кривизну волнового фронта в плоскости линзы справа от нее можно найти с помощью известной формулы Гаусса

$$\frac{1}{R'} - \frac{1}{R} = \frac{1}{f'} \quad (27)$$

Размер пучка справа от линзы остается таким же, как до линзы, так как световой диаметр линзы значительно превосходит размер пучка в плоскости линзы. Будем также считать, что линза идеальна, т. е. обладает по всему сечению свойствами параксиальной области. Такую линзу можно характеризовать одним параметром — фокусным расстоянием  $f'$ , так как главные плоскости линзы совпадают между собой и с ее сечением.

Обозначим расстояние от линзы до перетяжки падающего пучка через  $d$ , расстояние будем отсчитывать от линзы, поэтому  $d$  будет иметь знак минус. После линзы пучок образует новую перетяжку, которая будет располагаться на расстоянии  $d'$  от линзы (рис. 10)

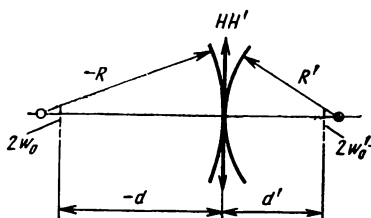


Рис 10. Преобразование гауссов пучка тонкой положительной линзой

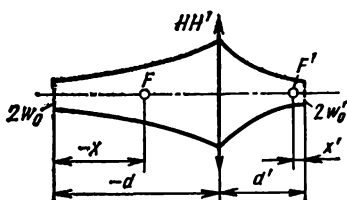


Рис. 11. Пояснение к формуле (32)

Конфокальному параметру  $R_0$  падающего пучка соответствует размер перетяжки  $2w_0$ , а конфокальному параметру  $R'_0$  пучка за линзой —  $2w'_0$ .

Для установления связи между  $R'_0$  и  $R_0$  и между  $d'$  и  $d$  можно воспользоваться фундаментальным свойством гауссова пучка, а именно, если в какой либо плоскости известны радиус кривизны волнового фронта и размер пучка, то определенному сочетанию  $R$  и  $w$  соответствуют единственные значения конфокального параметра пучка  $R_0$  и расстояния от этой плоскости до плоскости перетяжки  $z$ . Действительно, исключая  $z$  из выражений (5) и (25), получим

$$R_0 = \frac{4k\omega^2 R^2}{k^2\omega^4 + 4R^2}, \quad (28)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ .

Подставляя в формулу (28) значение  $R_0$  из выражения (25) и решая полученное уравнение относительно  $z$ , найдем

$$z = \frac{k^2\omega^4 R}{k^2\omega^4 + 4R^2}. \quad (29)$$

Знак  $z$  в выражении (29) определяется знаком  $R$ , т. е. перетяжка расположена в стороне, в которую обращена вогнутость волнового фронта.

Для преобразованного линзой пучка  $R'$  в выражении (28) находится с помощью формулы (27), а величина размера пятна в плоскости линзы одна и та же для падающего и преобразованного пучков. Следовательно, ее можно определить по заданным параметрам падающего пучка по формуле (5), где  $z = d$ . Подставляя найденные таким образом  $R'$  и  $w'$  в формулу (28), получим выражение для конфокального параметра преобразованного линзой пучка

$$R'_0 = \frac{R_0}{(1 + d/f')^2 + (R_0/2f')^2}. \quad (30)$$

Произведя аналогичные действия с помощью формулы (29), можно найти положение плоскости перетяжки пучка за линзой

$$1 - \frac{d'}{f'} = \frac{1 + d/f'}{(1 + d/f')^2 + (R_0/2f')^2}. \quad (31)$$

Выражения (30) и (31) записаны с учетом принятого в оптике правила знаков, т. е.  $d$  отсчитывается от линзы и считается положительной величиной, если перетяжка расположена по направлению распространения излучения, т. е. справа от линзы.

Эти выражения справедливы и для линзы конечной толщины, если отсчитывать расстояния  $d$  и  $d'$  от соответствующих главных плоскостей линзы. Действительно, ход рассуждений, принятый при выводе формул (30) и (31), в этом случае не нарушается. Формула Гаусса остается справедливой для линзы конечной толщины, а допущение о том, что размер пучка на линзе не изменяется, остается в силе, поскольку увеличение в главных плоскостях линзы равно единице. Сказанное можно отнести и к сложному оптическому компоненту, например объективу, состоящему из нескольких линз.

Формулы (30) и (31) можно использовать и в случае многомодового пучка. Радиусы кривизны волновых фронтов всех мод одинаковы и, следовательно, плоскость перетяжки у них одна и та же. Поэтому формула (31) сразу определяет положение плоскости перетяжки независимо от модового состава излучения. Соотношение между размером пучка одномодового и многомодового излучения ( $\kappa_m$ ) остается прежним и за оптической системой. Поэтому, рассчитав с помощью формулы (30) конфокальный параметр пучка основной моды, можно найти поперечные размеры многомодового пучка и его угловую расходимость как произведение соответствующих параметров одномодового пучка, определенных по  $R_3$ , на величину  $\kappa_m$ . Таким образом, оптическая система преобразует многомодовое излучение так же, как и одномодовое, но поперечные размеры пучка многомодового излучения в любой плоскости будут в соответствующее число раз больше. Во столько же раз будет больше расходимость пучка в дальней зоне.

Соотношения (30) и (31) можно записать в другом виде, используя величины  $x$  и  $x'$ , равные соответственно расстояниям плоскостей перетяжек исходного и греброобразованного пучков от фокальных плоскостей компонента (рис. 11). Так как  $f' - d' = -x'$ , а  $f' + d = x$ , то получим

$$R'_3 = R_3 \left[ \left( \frac{x}{f'} \right)^2 + \left( \frac{R_3}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}; \quad (32)$$

$$x' = -x \left[ \left( \frac{x}{f'} \right)^2 + \left( \frac{R_3}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}$$

Из этих соотношений следует, что

$$\frac{x'}{R'_3} = -\frac{x}{R_3}.$$

Сравним формулы (30) и (31) с формулами геометрической оптики. Характерным местом в лазерном пучке является перетяжка, поэтому посмотрим, чем отличаются формулы геометрической оптики от формул лазерной оптики для плоскости перетяжки. Прежде всего следует отметить, что перетяжку и ее изображение оптической системой нельзя рассматривать как предмет и его изображение в обычном смысле. Положение предмета и его изображения относительно оптической системы в геометрической оптике определяется

формулой Гаусса (27), из которой следует, что если предмет находится в передней фокальной плоскости, то его изображение находится в бесконечности справа от оптической системы. Это соответствует известному свойству оптической системы, которое заключается в том, что ее фокальные плоскости сопряжены с бесконечностью.

В то же время из формулы (31) следует, что если перетяжка расположена в передней фокальной плоскости оптической системы, то ее изображение (т.е. перетяжка преобразованного пучка) находится в задней фокальной плоскости.

Поперечное увеличение в оптике определяется, как  $\beta = f'/x$ . Поперечное увеличение в лазерной оптике для плоскостей перетяжек можно определить, как  $\beta_L = w'_0/w_0 = \sqrt{R'_3/R_3}$ .

Используя выражение (32), находим, что

$$\beta_L^2 = \left[ \left( \frac{x}{f'} \right)^2 + \left( \frac{R_3}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}$$

или

$$\beta_L^2 = \left[ \left( \frac{1}{\beta} \right)^2 + \left( \frac{R_3}{2f'} \right)^2 \right]^{-1}.$$

Отсюда

$$\beta_L^2 = \frac{4(f')^2 \beta^2}{4(f')^2 + \beta^2 R_3^2}. \quad (33)$$

Угловое увеличение в оптике  $\gamma = \beta^{-1}$ . В лазерной оптике  $\gamma_L = \theta'/\theta = \sqrt{R_3/R'_3}$ . Таким образом,  $\gamma_L = \beta^{-1}_L$ . Из выражения (33) получаем

$$\gamma_L^2 = \frac{4(f')^2 + \beta^2 R_3^2}{4(f')^2 \beta^2} = \gamma^2 + \left( \frac{R_3}{2f'} \right)^2. \quad (34)$$

Различие объясняется тем, что плоскости перетяжки и ее изображения оптической системой не сопряжены между собой по законам геометрической оптики. На том расстоянии от перетяжки, где всем фронтам соответствует один и тот же центр кривизны, пучок лазера можно рассматривать как пучок прямолинейных лучей. Здесь для перетяжки и ее изображения оптической системой применимы формулы геометрической оптики. Величина этого расстояния, очевидно, зависит от величины  $R_3$ . Действительно, при  $R_3 = 0$  (это соответствует представлению перетяжки лазерного пучка в виде математической точки) формулы лазерной оптики немедленно переходят в формулы геометрической оптики. Формула (31) превращается в формулу Гаусса  $1/d' - 1/d = 1/f'$ , а из формул (33) и (34) получим, что  $\beta_L = \beta$  и  $\gamma_L = \gamma$ . Из выражения (32) следует, что формулы геометрической оптики применимы к пучку лазерного излучения при  $R_3 \ll 2|x|$ . Таким образом, если перетяжка расположена в фокальной плоскости, то они справедливы лишь при  $R_3 \rightarrow 0$ .

Прохождение гауссова пучка через линзу можно описать также с помощью комплексного параметра  $q(z)$ . Он изменяется в соответствии с формулой

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q} - \frac{1}{f'}.$$

**Геометрооптическая модель.** Модель гауссова пучка в виде лучевого пакета, как было показано выше, адекватна волновой модели. Формирование пучка оптической системой строится здесь на законах преобразования прямолинейных лучей, т. е. на законах геометрической оптики [3, 32]

**Использование матриц.** В последнее время матрицы находят все более широкое применение для расчета оптических систем. Очень доходчивое и вместе с тем достаточное для того, чтобы понять излагаемый материал и применять его на практике, описание матриц дано в книге [11]

Матричный подход особенно удобен для расчета гауссова пучка, который можно задать его комплексным параметром  $q(z)$ . Комплексный параметр пучка в выходной опорной плоскости связан с комплексным параметром пучка во входной плоскости соотношением

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D},$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  — элементы матрицы оптической системы

С определенным допущением для расчета гауссова пучка можно использовать действительную матрицу передачи даже в том случае, когда гауссов пучок искажен аберрациями [31].

#### 4. ФОРМИРОВАНИЕ НЕГАУССОВА ПУЧКА ЛИНЗОВЫМИ СИСТЕМАМИ

Лазерные пучки, образованные некоторыми типами резонаторов, не являются гауссовыми. К таким типам резонаторов относятся: неустойчивые резонаторы; плоские резонаторы; устойчивые резонаторы произвольной конфигурации, свойства которых не эквивалентны свойствам некоторого конфокального резонатора. Формирование пучков, образованных этими резонаторами, оптическими компонентами и системами, может быть описано, если известна (принята) модель излучения. Например, в случае неустойчивых резонаторов излучение лазера можно сопоставить с излучением точки, расположенной на оси оптической системы. Законы формирования такого излучения представляют собой законы геометрической оптики, справедливые для гомоцентрического пучка, т. е. специфика лазерного излучения в данном случае будет проявляться лишь в пространственном распределении интенсивности, связанном с модовым составом излучения. Сказанное относится и к резонаторам полупроводниковых лазеров.

Модель излучения, образованного плоским резонатором, можно представить в виде набора (суперпозиции) плоских волн (параллельных лучей), расходящихся под углом дифракции. В этом случае лазер как источник излучения представляет собой светящуюся поверхность, совпадающую с поверхностью выходного зеркала резонатора. Специфика лазерного излучения здесь проявляется в том, что пучок распространяется в некотором телесном угле, а не в полусфере, как в случае теплового излучения. Модель такого излучения и оптические системы для его формирования были предложены и описаны в работе [36]. Преобразование пучка оптической системой происходит по законам геометрической оптики (рис. 12).

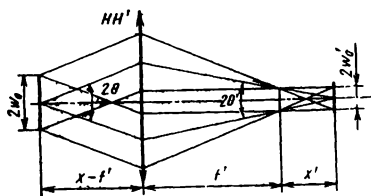


Рис. 12. Преобразование лазерного пучка согласно модели Турыгина

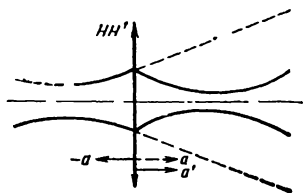


Рис. 13. К методу сопряженных плоскостей

Если резонатор не является плоским, но его свойства не могут быть описаны с помощью понятия эквивалентного конфокального резонатора, возникает необходимость экспериментального определения параметров пучка с целью выбора модели излучения, наиболее правильно описывающей свойства пучка. В соответствии с выбранной моделью и производится выбор и расчет формирующей оптической системы. При любой принятой модели излучения, как гауссовой, так и негауссовой, а также и в том случае, когда излучение лазера нельзя представить в виде модели, параметры пучка за оптической системой можно рассчитать, пользуясь фундаментальным свойством сопряженных плоскостей оптической системы. Представим, что на тонкую линзу с фокусным расстоянием  $f'$  падает лазерный пучок (рис. 13). Сформированный линзой пучок (пучок за линзой) показан сплошной линией, а продолжение пучка за линзой (который был бы в отсутствии линзы) — штриховой линией. Пользуясь дифракционным интегралом Кирхгофа—Френеля, можно показать, что в сопряженных плоскостях распределение амплитуды поля в пучке, сформированном линзой, с определенным масштабом повторяет распределение амплитуды поля в падающем пучке [12].

Положение сопряженных плоскостей относительно линзы определяется формулой

$$\frac{1}{a'} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f'}, \quad (35)$$

где  $a$  — расстояние от линзы до сопряженной плоскости в падающем пучке,  $a'$  — то же, в сформированном линзой пучке. Расстояние  $a$  может быть как отрицательным (для пучка слева от линзы), так и положительным (для продолжения пучка в отсутствие линзы). Расстояние  $a'$  может быть только положительным, так как нас не интересуют мнимые изображения пучка. Масштаб изображения в сопряженных плоскостях

$$\beta = \frac{f'}{f' + a}. \quad (36)$$

Формулы (35) и (36) получены в параксиальном приближении и предположении отсутствия ограничения пучка линзой. Они совпадают с известными формулами геометрической оптики для параксиальных плоскостей и справедливы как для положительной, так и для отрицательной линзы.

Из формулы (35) следует, что положительная линза на расстояниях  $a' > f'$  изображает плоскости в падающем пучке с координатами

тами  $-a > f'$ , а на расстояниях  $0 < a' < f'$  моделируются плоскости с  $0 < a < \infty$ . Плоскости  $0 < -a < f'$  не изображаются линзой нигде. В задней фокальной плоскости положительной линзы моделируется бесконечно удаленная плоскость. Отсюда и вытекает обоснование способа фокального пятна при измерении расходимости лазерного пучка с помощью положительной линзы. Действительно, размер пятна в фокальной плоскости должен быть равен размеру пятна в бесконечно удаленной плоскости, умноженному на масштаб изображения, т. е.

$$\omega_{f'} = \theta a \frac{f'}{a} = \theta f'.$$

Поэтому, разделив этот размер на фокусное расстояние линзы, мы находим расходимость пучка, падающего на линзу, в дальней зоне. При этом способе результат не зависит от того, в каком сечении пучка устанавливается линза. Конечно, это справедливо до тех пор, пока оправка линзы не ограничивает пучок. В противном случае моделирование дальней зоны будет неточным [23].

Отрицательная линза на расстояниях  $0 < a' < \infty$  моделирует плоскости в падающем пучке на расстояниях от нуля до  $|f'|$ , а плоскости  $a > |f'|$  и  $a < 0$  не изображаются и не моделируются линзой нигде. Поэтому отрицательную линзу можно использовать так, чтобы она не изображала нежелательные распределения поля, например, провалы в изображении на оси пучка. Если провалы расположены слева от отрицательной линзы, за линзой они не будут наблюдаться.

Используя метод сопряженных плоскостей, можно, зная распределение в исходном пучке, рассчитать распределение на выходе из оптической системы. В простых случаях можно выбрать оптическую систему, которая будет формировать нужное изображение.

## 5. ФОРМИРОВАНИЕ ГАУССОВА ПУЧКА ОПТИЧЕСКИМИ ДЕТАЛЯМИ С ПЛОСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Рассмотрим прохождение пучка лазера через плоскую границу раздела двух сред с разными показателями преломления, а затем через плоскопараллельную пластинку. Показатель преломления одной среды примем за единицу (воздух), а показатель преломлений другой среды (пластинки) обозначим через  $n$ . Пусть падающий на границу раздела двух сред пучок характеризуется конфокальным параметром  $R_s$  и расстоянием плоскости перетяжки от границы раздела  $-d$  в случае расходящегося пучка (рис. 14,а) и  $+d$  в случае сходящегося пучка (рис. 14,б).

Найдем сначала величину  $R'_s$  пучка в среде с показателем преломления  $n$ . Для этого воспользуемся связью между  $R_s$ ,  $\omega$  и  $R$  в лазерном пучке (28). Для преломленного пучка, очевидно, соотношение (28) запишется в следующем виде

$$R'_s = \frac{4k' (\omega')^2 (R')^2}{(k')^2 (\omega')^4 + 4 (R')^2},$$

где  $k' = 2\pi/\lambda'$

Так как на границе раздела величина размера пятна не меняется ( $\omega = \omega'$ ), длина волны в среде с показателем преломления  $n$  равна  $\lambda' = \lambda/n$ , а радиус кривизны волнового фронта связан с радиусом

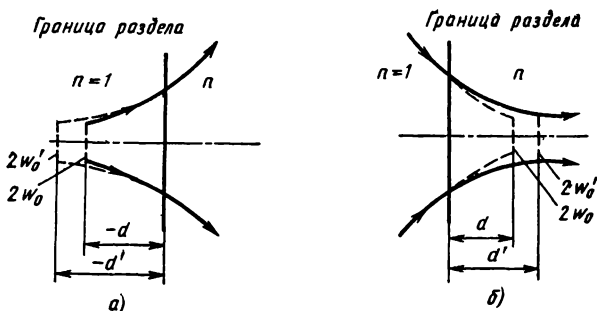


Рис. 14. Преломление лазерного пучка на границе раздела двух сред с различными показателями преломления

кривизны волнового фронта падающего пучка формулой  $R' = Rn$ , то

$$R'_g = \frac{4kn\omega^2 R^2 n^2}{k^2 n^2 \omega^4 + 4R^2 n^2},$$

или

$$R'_g = R_g n.$$

Таким образом, конфокальный параметр пучка в среде с показателем преломления  $n$  увеличивается по сравнению с параметром пучка в воздухе в  $n$  раз. Однако размер перетяжки преобразованного пучка (в случае расходящегося пучка перетяжка мнимая) не изменяется по сравнению с перетяжкой исходного пучка. Действительно,

$$\omega'_0 = \sqrt{(\lambda/n) R_g n / 2\pi} = \omega_0.$$

Найдем теперь положение плоскости перетяжки преломленного пучка относительно границы раздела сред. Для этого воспользуемся зависимостью между  $z$ ,  $\omega$  и  $R$  в лазерном пучке (29). Для преломленного пучка, очевидно, можно написать

$$d' = \frac{(k')^2 (\omega')^4 R'}{(k')^2 (\omega')^4 + 4(R')^2}.$$

Принимая опять во внимание характер изменения параметров пучка на границе раздела, получим

$$d' = \frac{(kn)^2 \omega^4 Rn}{(kn)^2 \omega^4 + 4(Rn)^2},$$

или

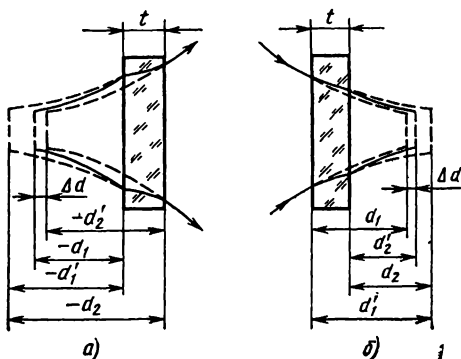
$$d' = dn.$$

Таким образом, перетяжка преломленного пучка оказывается по ту же сторону от границы раздела двух сред, как и перетяжка исходного пучка, но сдвинута относительно нее на величину

$$\Delta d = d(n - 1). \quad (37)$$

Рис. 15. Прохождение расходящегося (а) и сходящегося (б) лазерных пучков через плоскопараллельную пластинку

В расходящемся пучке перетяжка сдвигается в направлении, противоположном направлению распространения излучения, а в сходящемся — по ходу лучей. Формула (37) совпадает с формулой для изображения точечного источника в геометрической оптике для параксиальных лучей.



Рассмотрим теперь прохождение пучка лазера через плоскопараллельную пластинку. Очевидно, что внутри пластинки пучок будет определяться конфокальным параметром  $R'_s = R_s n$ , где  $R_s$  — конфокальный параметр падающего на пластинку пучка, а  $n$  — показатель преломления материала, из которого сделана пластинка. На выходе из пластинки конфокальный параметр уменьшится в  $n$  раз (свойство обратимости хода лучей), и пучок будет характеризоваться тем же значением  $R_s$ , как и до пластинки.

Положение плоскости перетяжки относительно передней поверхности пластинки будет определяться величиной  $d'_1 = d_1 n$ , а относительно задней поверхности — величиной  $d'_2 = d_2 / n$  (так как преломление происходит из среды в воздух). Так как  $d_2 = -t + d'_1$ , где  $t$  — толщина пластинки, смещение плоскости перетяжки относительно положения перетяжки исходного пучка можно выразить в виде

$$\begin{aligned} \Delta d &= d'_2 + t - d_1; \\ \Delta d &= (d'_1 - t)/n + t - d'_1/n; \\ \Delta d &= t(n - 1)/n. \end{aligned} \quad (38)$$

Как в случае сходящегося, так и в случае расходящегося пучка перетяжка смещается в направлении распространения излучения на величину  $\Delta d$  относительно плоскости перетяжки исходного пучка (рис. 15). Формула (38) совпадает с формулой для смещения изображения точки плоскопараллельной пластинкой, справедливой в геометрической оптике для параксиальных лучей.

В зеркальных и зеркально-линзовых оптических системах с центральным экранированием при формировании лазерного пучка основной моды возникают большие потери энергии. Для того чтобы избежать этого, применяют специальные согласующие элементы — аксиконы, преобразующие сплошное распределение интенсивности в кольцевое. Согласование параметров аксикона с параметрами пучка и оптической системы производится по законам геометрической оптики. Вопросы распространения лазерного излучения по оптическим световодам рассмотрены в работе [35].

## ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА РЕАЛЬНОЙ (ОГРАНИЧИВАЮЩЕЙ) ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

### 1. ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Рассмотрим этот вопрос применительно к гауссовому пучку. Влияние ограничения на параметры негауссова пучка, в принципе, рассматривается аналогично, но распределение амплитуды и фазы поля в плоскости ограничивающей диафрагмы, которое соответствует реальному пучку, может быть таким, что приведет к значительным математическим трудностям при расчете эффектов ограничения. Любая оптическая система ограничивает поперечные размеры гауссова пучка, так как гауссово распределение теоретически бесконечно, а оптические детали имеют конечные размеры. Ограничение пучка, естественно, приводит к появлению дифракционных эффектов. Они будут искажать закономерности формирования пучка идеальной оптической системой, которые были рассмотрены в предыдущей главе и в которых не учитывалось влияние дифракции. Логично предположить, что роль дифракционных эффектов зависит от степени ограничения пучка, т. е. от соотношения размеров ограничивающей диафрагмы (апертуры) и размеров пучка в плоскости этой диафрагмы. Выше было показано, что ограничение начинает заметно сказываться при размере апертуры, когда  $a/w < 2,2$ , где размер пучка определен по уровню  $1/e^2$ . Если  $a/w \geq 2,2$ , то систему можно считать идеальной, т. е. имеющей бесконечно большие поперечные размеры. Оптическую систему, которая ограничивает поперечные размеры пучка таким образом, что  $a/w \geq 2,2$ , будем называть идеальной оптической системой.

В реальной оптической системе те параметры пучка, которыми он характеризовался при его формировании идеальной оптической системой, утрачивают свое значение. Исходный пучок теперь должен определяться распределением амплитуды и фазы электромагнитного поля в плоскости ограничивающей апертуры, а выходной пучок — дифракционными эффектами. Дифракционные эффекты приведут к тому, что в плоскости, расположенной на некотором расстоянии от плоскости ограничения, пучок будет характеризоваться некоторым распределением амплитуды и фазы поля, вид которого зависит от размера диафрагмы, распределения поля в плоскости диафрагмы и от расстояния между плоскостями ограничения и наблюдения (анализа).

Можно представить себе, что решение задачи о формировании лазерного пучка реальными многокомпонентными оптическими системами в общем случае представляет собой трудную проблему. Однако целесообразно ограничиться некоторыми частными случаями, имеющими наиболее важное значение для практики. Следует отметить, что большинство задач по формированию лазерного излучения решается либо с помощью одного оптического компонента, например задачи концентрации (фокусирования) и согласования лазерного излучения, либо с помощью двухкомпонентных систем (коллимация и изменение диаграммы направленности). Причем в последнем случае, как правило, ограничения пучка первым компонентом можно избежать. Поэтому важное значение приобретает вопрос о формировании

гауссова пучка оптической системой, в которой ограничение имеет место на одном, выходном, компоненте [22].

В зависимости от назначения оптической системы, по дифракционной картине требуется рассчитать различные параметры пучка, причем знание одних параметров не требует знания остальных. Например, при расчете диаграммы направленности необходимо знать распределение энергии излучения по угловым направлениям в дальней зоне, но необязательно знать закон изменения интенсивности излучения по оси распространения в ближней зоне. Наоборот, при фокусировании излучения главное значение имеет этот закон. Поэтому целесообразно оценивать действие ограничивающей оптической системы на различные параметры пучка отдельно. Общую картину формирования лазерного пучка оптической системой можно воссоздать, в случае необходимости, зная закономерности изменения отдельных параметров пучка за ограничивающим компонентом и учитывая действие каждого компонента. Именно такой подход позволяет упростить задачу и довести ее решение до инженерного уровня.

Общую картину поведения пучка за ограничивающей апертурой представим себе следующим образом. Непосредственно за диафрагмой существует область пространства, в которой вид относительно распределения амплитуды и фазы поля меняется в зависимости от расстояния между плоскостями ограничения и наблюдения. Эту область будем называть ближней зоной лазерного излучения для ограниченного пучка (зона дифракции Френеля). За ней следует область, начиная с которой вид относительного распределения амплитуды и фазы поля остается неизменным. Это дальняя область лазерного излучения для ограниченного пучка (зона дифракции Фраунгофера).

На формирование пучка реальной оптической системой, очевидно, будут влиять и аберрации оптической системы, а также отклонения ее реальных параметров от рассчитанных. Этот вопрос будет рассмотрен в следующей главе. Это целесообразно не только с точки зрения удобства изложения материала, но и с точки зрения практики расчета оптических систем.

## **2. ФОРМИРОВАНИЕ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ОГРАНИЧЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА**

Понятие диаграммы направленности, т. е. распределения интенсивности излучения по угловым направлениям, как известно, имеет смысл только в дальней зоне лазерного излучения или зоне Фраунгофера, которая характеризуется независимостью относительных распределений амплитуды и фазы поля от расстояния. Само определение границы дальней зоны, таким образом, может быть сделано лишь после того, как будет найдена зависимость распределения от расстояния. Поэтому для решения задачи будем рассматривать диаграмму направленности как Фурье-преобразование распределения на выходном компоненте [22].

**Круглая диафрагма.** Как правило, круглая диафрагма реализуется за счет действия оправы выходного компонента передающей системы. Вначале рассмотрим случай, когда ограничивающая пучок диафрагма имеет круглую форму, а плоскость ограничения совпадает с плоскостью перетяжки лазерного пучка, т. е. волновой фронт в месте ограничения плоский. Диаграммой направленности принята

называть векторную функцию  $\vec{F}(\theta, \varphi)$ , характеризующую распределение напряженности электромагнитного поля  $\vec{E}$  в дальней зоне в зависимости от угловых координат  $\theta, \varphi$  [2]. Векторы  $\vec{F}$  и  $\vec{E}$  связаны между собой соотношением

$$\vec{E} = C \frac{\exp(-jkR)}{R} \vec{F}(\theta, \varphi),$$

где  $C$  — постоянная нормировки диаграммы;  $R, \theta, \varphi$  — координаты точки наблюдения в сферической системе координат с центром в области расположения источника,  $k=2\pi/\lambda$  — волновое число.

Для осесимметричных диаграмм и пучка с гауссовым распределением амплитуды поля (мода  $TEM_{00}$ ) в случае круглой диафрагмы можно записать [19]

$$U(v) = C \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \operatorname{circ} \frac{r}{a} e^{-\frac{r^2}{w^2}} J_0(vr) r dr d\varphi, \quad (39)$$

где  $a$  — радиус ограничивающей диафрагмы,  $w$  — радиус (размер) пучка по уровню снижения амплитуды поля в  $e$  раз;  $C$  — постоянная нормировки, содержащая длину волны и интенсивность источника;

$C = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{2\Phi_0}{\pi w^2 (1 - e^{-2a^2/w^2})}}$ ;  $r, \varphi$  — текущие полярные координаты в плоскости ограничения;  $e^{-r^2/w^2}$  — относительное распределение амплитуды поля в основной моде лазерного пучка;  $\Phi_0$  — мощность излучения,  $v$  — величина нормализованного радиуса в плоскости анализа,

$$v = (2\pi a/\lambda)(\rho/z);$$

$\rho$  — текущий радиус в плоскости анализа,  $z$  — расстояние, соответствующее дальней зоне;  $\operatorname{circ} \frac{r}{a}$  — круговая функция,  $\operatorname{circ} \frac{r}{a} = 1$

в точках в пределах отверстия диафрагмы,  $\operatorname{circ} \frac{r}{a} = 0$  в остальных точках;  $J_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

После последовательного интегрирования этого уравнения по частям получим приближенную формулу (при  $C=1$ )

$$U(v) \cong e^{-\frac{a^2}{w^2}} \left[ \frac{\Lambda_1(v)}{2} + \frac{a^2}{w^2} \frac{\Lambda_2(v)}{4} + \left( \frac{a^2}{w^2} \right)^2 \frac{\Lambda_3(v)}{12} + \left( \frac{a^2}{w^2} \right)^3 \frac{\Lambda_4(v)}{48} + \dots \right], \quad (40)$$

$$\text{где } \Lambda_{R+1}(v) = \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{iv}{2} \right)^{2n} \frac{\Gamma(R+2)}{n! \Gamma(R+2+n)},$$

$\Gamma(x)$  — гамма-функция,

Выражение (40) описывает относительное распределение амплитуды поля в диаграмме направленности. Так как реальные фотоприемники являются квадратичными детекторами, т.е. они реагируют на интенсивность (квадрат амплитуды) поля, перейдем к распределению интенсивности поля. Для определения диаграмм направленности за интенсивность удобно принимать пространственную плотность лучистого потока (силу излучения), т.е. величину лучистого потока, приходящегося на единицу телесного угла, в котором распространяется излучение. Интенсивность оптического излучения приближенно можно найти через комплексную скалярную функцию поля как

$$I(v) = U(v) U^*(v). \quad (41)$$

Подставляя выражение (40) в формулу (41), имеем

$$I(v) \cong e^{-2 \frac{a^2}{w^2}} \left[ \frac{\Lambda_1(v)}{2} + \frac{a^2}{w^2} \frac{\Lambda_2(v)}{4} + \left( \frac{a^2}{w^2} \right)^2 \frac{\Lambda_3(v)}{12} + \dots \right]^2. \quad (42)$$

Сравнение результатов, полученных методом точного численного интегрирования выражений (39) и (41), с результатами, полученными с помощью формулы (42), показало, что бесконечный ряд можно ограничить конкретной суммой членов, причем эта сумма зависит от степени ограничения пучка. Так, при  $a/w \leq 1,0$  можно ограничиться суммой трех членов, при  $a/w \leq 1,2$  — суммой пяти, а при  $a/w \leq 1,4$  — суммой семи членов ряда.

Таким образом, с учетом сделанных замечаний аналитическое выражение (42) можно использовать для расчета диаграмм направленности лазерного пучка, ограниченного круглой диафрагмой. Некоторые результаты расчета были приведены на рис. 9 и в параграфе 1 гл. 2.

Ширину диаграммы направленности характеризуют углом направления на точку, в которой интенсивность уменьшается в некоторое число раз по сравнению с максимальным значением (на оси пучка)

$$\theta = \kappa_d \frac{\lambda}{2a}. \quad (43)$$

Величина  $\kappa_d$  зависит от выбранного уровня снижения интенсивности. Ниже приведены значения  $\kappa_d$  при оценке ширины диаграммы направленности по положению нулевого минимума  $\kappa_{d,0}$  по уровню снижения интенсивности в  $e^2$  раз  $\kappa_{d,1/e^2}$  и по уровню снижения интенсивности в 2 раза  $\kappa_{d,1/2}$ .

$a/w$ . . . . .	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
$\kappa_{d,0}$ . . . . .	1,22	1,25	1,28	1,34	1,43	1,55
$\kappa_{d,1/e^2}$ . . . . .	0,83	0,84	0,85	0,88	0,92	0,96
$\kappa_{d,1/2}$ . . . . .	0,51	0,52	0,53	0,54	0,57	0,59
$a/w$ . . . . .	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	
$\kappa_{d,0}$ . . . . .	1,74	2,10	3,42	3,53	3,73	
$\kappa_{d,1/e^2}$ . . . . .	1,02	1,10	1,19	1,30	1,41	
$\kappa_{d,1/2}$ . . . . .	0,62	0,67	0,71	0,76	0,83	

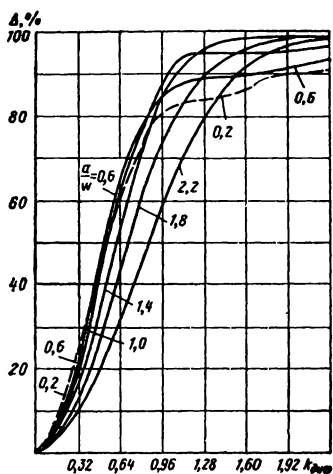


Рис. 16. Содержание доли энергии в диаграмме направленности дифрагированного гауссова пучка

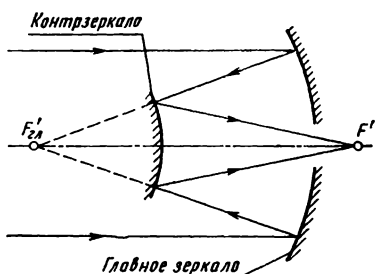


Рис. 17. Зеркальная система Кассегрена

Хотя распределение интенсивности в диаграмме направленности, выраженное в относительных единицах, является важной характеристикой дифрагированного пучка, часто требуется знать распределение энергии в дифрагированном пучке. Знание распределения энергии необходимо при проведении энергетических расчетов, а также для определения поперечных размеров пучка и его расходимости, выраженных в энергетических величинах. Поэтому найдем зависимость между энергией, заключенной в конусе с углом, равным углу между осью пучка и направлением, соответствующим снижению уровня интенсивности в некоторое число раз, и выбранным уровнем снижения интенсивности

По закону сохранения энергии мощность в дифрагированном пучке должна быть равна мощности, прошедшей через диафрагму.

$$\Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |U(v)|^2 v dv d\theta,$$

где  $\Phi$  — полная мощность в дифрагированном пучке;  $U(v)$  — определяется в соответствии с (39),  $\theta$  — текущая полярная координата

Применяя теорему Парсеваля для двумерного случая факторизации и производя некоторые математические преобразования, получим формулу для расчета части энергии излучения, соответствующей произвольному нормализованному радиусу диаграммы направленности  $v$  при различной степени ограничения пучка круглой диафрагмой

$$\Delta = \frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \frac{4 \frac{a^2}{w^2}}{1 - e^{-2a^2/w^2}} \int_0^v \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} J_0(vr) r dr \right]^2 v dv, \quad (44)$$

где  $\Delta\Phi$  — часть полной мощности излучения, содержащейся в конусе с углом  $\theta = \arcsin(\rho/z)$  между осью и образующей.

Поскольку радиус нормирован к расстоянию от плоскости ограничения до плоскости анализа, интегрирование в выражении (44) фактически соответствует интегрированию по углам. Результаты расчетов согласно выражению (44) приведены на рис 16 и табл 1

Т а б л и ц а 1

**Содержание в пределах заданного  $\kappa_d$  доли полной энергии (в %) при изменении степени ограничения**

$\kappa_d$	$a/w$										
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
0,32	22,1	22,1	22,1	21,6	20,8	19,5	17,6	15,5	13,3	11,4	9,7
0,64	61,9	62,4	62,9	62,9	61,8	59,2	55,0	49,8	44,1	38,5	33,5
0,96	82,2	83,7	85,7	87,7	87,9	87,9	85,0	80,0	73,7	66,9	60,3
1,28	84,4	86,2	89,1	92,3	95,3	97,1	97,1	95,1	91,4	86,4	80,8
1,60	86,6	88,0	90,1	92,4	95,6	97,9	99,2	99,3	98,1	95,7	92,5

**Содержание доли полной энергии излучения в пределах центрального лепестка диаграммы направленности в зависимости от степени ограничения**

$a/w$ . . . . .	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
$\Delta$ , % . . . . .	84,2	86,1	89,1	92,4	95,5	97,7
$a/w$ . . . . .	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	
$\Delta$ , % . . . . .	99,0	99,7	99,8	99,9	100	

При  $a/w \geq 2,15$  результаты расчета по формуле (44) практически полностью соответствуют случаю распространения неограниченного гауссова пучка

Приведенные выше результаты справедливы при условии, что в плоскости диафрагмы радиус кривизны волнового фронта  $R = \infty$ . При  $R \neq \infty$  картина распределения интенсивности в дальней зоне будет другой [23]

При фокусировании дифрагированного гауссова пучка распределение интенсивности вблизи фокуса линзы зависит от степени ограничения пучка [29]. При этом распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы моделирует распределение в дальней зоне как в том случае, если в плоскости диафрагмы  $R = \infty$ , так и при  $R \neq \infty$ , но в последнем случае расстояние до дальней зоны зависит от величины  $R$  и степени ограничения [23]

Общая картина распределения интенсивности в дифрагированном гауссовом пучке выглядит следующим образом. При отсутствии ограничения распределение интенсивности вблизи фокуса соответствует гауссовому, оно симметрично относительно осей  $z$  и  $x$ , проведенных через точку фокуса. При увеличении степени ограничения картина остается симметричной относительно данных осей, но становится более отчетливой кольцевая структура и в кольцах увеличивается доля энергии [24]

Расчет диаграмм направленности, в том числе с учетом аберраций оптической системы, рассмотрен также в работе [31].

**Кольцевая диафрагма.** В некоторых оптических системах сечение выходного лазерного пучка имеет вид кольца. Например, если выходной компонент передающей оптической системы является зеркальным, то происходит ограничение пучка диафрагмой кольцевой формы. Этот случай реализуется, например, в системах типа Кассегрена (рис. 17), причем внутренний диаметр кольцевой диафрагмы соответствует диаметру оправы контрзеркала, а внешний — диаметру главного зеркала.

Кроме допущений, принятых выше и также справедливых здесь, необходимо принять следующие допущения.

1 При взаимодействии с контрзеркалом в реальной системе пучок не ограничивается. Это дает возможность не учитывать изменения амплитуды и фазы на главном зеркале, обусловленные расположением последнего в зоне дифракции Френеля лазерного пучка на контрзеркале.

2 Действие затенения эквивалентно разрыву в амплитудном распределении пучка, падающего на главное зеркало. Это возможно, если считать, что на первоначальное распределение накладывается противофазное распределение, обеспечивающее нулевой уровень поля в пределах внутреннего диаметра диаграммы (затеняющего контрзеркала).

3 В пределах кольцевой диафрагмы пучок имеет синфазный фронт. Другими словами, изменением радиуса кривизны волнового фронта, имеющем место при прохождении пучка от плоскости контрзеркала до плоскости главного зеркала, можно пренебречь.

С учетом принятых допущений распределение поля в дальней зоне имеет вид

$$U(v) = C \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} T_2(r) J_0(v_2 r) r dr d\varphi - \\ - C \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} T_K(r) J_0(v_K r) r dr d\varphi, \quad (45)$$

$$\text{где } v_2 = \frac{2\pi a_2}{\lambda} \frac{\rho}{z}; \quad v_K = \frac{2\pi a_K}{\lambda} \frac{\rho}{z};$$

$$C = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{2\Phi_0}{\pi\omega^2 [\exp(-2a_K^2/\omega^2) - \exp(-2a_2^2/\omega^2)]}};$$

$2a_2$  и  $2a_K$  — соответственно внешний и внутренний диаметры кольцевой диафрагмы,

$$T_2(r) = e^{-r^2/\omega^2} \text{circ} \frac{r}{a_2},$$

$$T_K(r) = e^{-r^2/\omega^2} \text{circ} \frac{r}{a_K}$$

Интенсивность поля в дальней зоне с учетом выражения (45) имеет вид

$$I(v) = |U(v)|^2 = \left[ 2\pi a_2 C \int_0^1 e^{-a_2^2 r^2 / w^2} J_0(v_2 r) \times \right. \\ \left. \times r dr - 2\pi a_k C \int_0^1 e^{-a_k^2 r^2 / w^2} J_0(bv_2 r) r dr \right]^2, \quad (46)$$

где  $b = a_k/a_2$  — коэффициент экранирования

Производя действия, аналогичные рассмотренным выше, получим выражение для расчета доли полной энергии, содержащейся в зоне, ограниченной произвольным нормализованным радиусом диаграммы направленности. Так как полную мощность, пропущенную кольцевой диафрагмой, можно определить как

$$\Phi = C^2 \int_0^{2\pi} \int_{a_k}^{a_2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}} r dr d\varphi = \frac{C^2 \pi w^2}{2} \left[ \exp\left(-\frac{2a_k^2}{w^2}\right) - \right. \\ \left. - \exp\left(-2\frac{a_2^2}{w^2}\right) \right],$$

то имеем

$$\Delta = \frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \frac{4}{w^2 (e^{-2a_k^2/w^2} - e^{-2a_2^2/w^2})} \times \\ \times \left\{ a_2^2 \int_0^v \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a_2^2 r^2}{w^2}} J_0(v_2 r) r dr \right]^2 v dv + \right. \\ \left. + a_k^2 b^2 \int_0^v \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a_k^2 r^2}{w^2}} J_0(bv_2 r) r dr \right]^2 v dv - \right. \\ \left. - 2a_k^2 \int_0^v \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a_2^2 r^2}{w^2}} J_0(v_2 r) r dr \right] \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a_k^2 r^2}{w^2}} J_0(bv_2 r) r dr \right] v dv \right\}, \quad (47)$$

где все обозначения соответствуют формулам (39), (45) и (46). Вывод формул (45) и (47) и анализ результатов расчетов по ним сделаны Т. И. Кузьминой. Элементарное математическое выражение, описывающее решение данной задачи, получить нельзя. Результаты численного интегрирования уравнений (46) и (47) в зависимости от  $a_2/w$  и  $a_k/w$  приведены на рис. 18—21. Анализ результатов показывает, что, как и следовало ожидать, при  $b \rightarrow 1$  радиус центрального лепестка диаграммы направленности приближается к  $\rho = 2,4\lambda z / 2\pi a_2$  и совпадает с аналогичным радиусом в случае равномерного распределения амплитуды поля на кольцевой диафрагме [5]. При  $b \rightarrow 0$

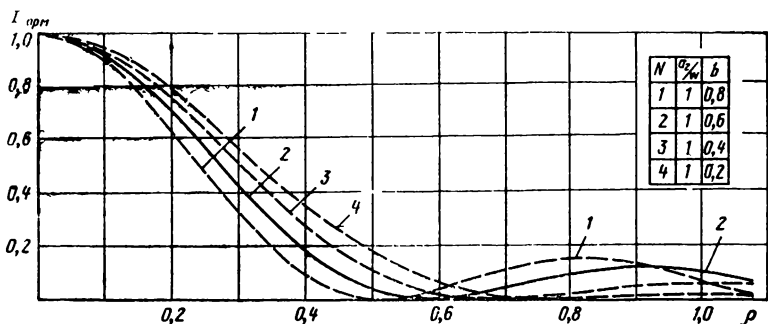


Рис. 18. Изменение ширины диаграммы направленности в зависимости от величины коэффициента экранирования

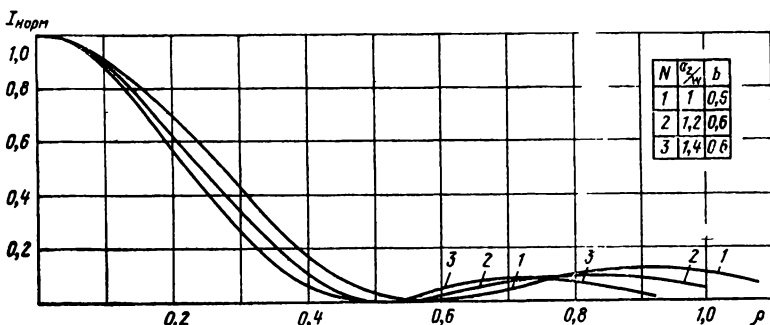


Рис. 19. Распределение интенсивности в дальней зоне при дифракции гауссова пучка на кольцевой диафрагме

радиус центрального лепестка диаграммы направленности определяется дифракцией на диафрагме, имеющей форму круга, и диаметр, равный внешнему диаметру кольцевой диафрагмы

Сужение центрального лепестка диаграммы направленности при постоянной степени ограничения пучка внешним диаметром диафрагмы и переменном коэффициенте экранирования иллюстрируется рис. 18. Аналогичная зависимость для постоянного коэффициента экранирования и изменения амплитудного распределения на внешнем диаметре кольца представлена на рис. 19. Зависимость ширины центрального лепестка от коэффициента экранирования и отношения  $a_2/w$  изображена на рис. 21.

Распределение энергии в диаграмме направленности иллюстрируется рис. 20. Сплошная кривая на рис. 20 показывает изменение части полной энергии в центральном лепестке, а штриховая — в первом боковом лепестке в зависимости от коэффициента экранирования. Максимум последней кривой объясняется тем, что при малых  $b$  преобладают дифракционные потери, а при больших — потери, обусловленные экранированием. При больших степенях экранирования уровень боковых лепестков практически одинаков как для гауссов-

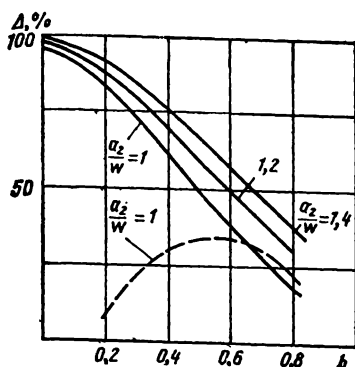


Рис. 20. Содержание в пределах главного и ближайшего к нему бокового лепестка доли полной энергии в зависимости от величины коэффициента экранирования

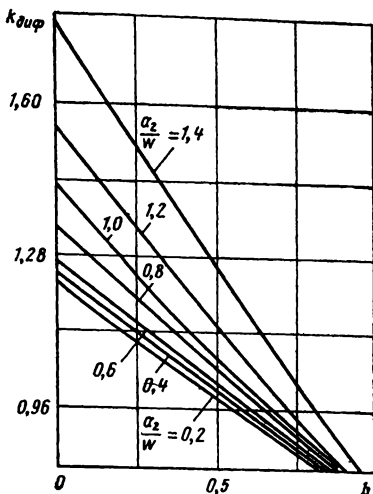


Рис. 21. Изменение дифракционной расходимости при различных степенях отношения  $a_2/w$  и коэффициента экранирования

ского, так и для равномерного распределения поля на диафрагме.

Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 18—21, следует, что экранирование гауссова пучка кольцевой диафрагмой по сравнению с его дифрагированием на круглой диафрагме приводит к уменьшению расходимости центрального лепестка, но сопровождается значительной потерей энергии. Так, например, при ограничении лазерного пучка круглой диафрагмой при  $a/w=1$  энергетическая расходимость центрального лепестка  $\theta = 0,91\lambda/2a$ . При этом в пределах  $\theta$  содержится 86 % полной энергии излучения. Аналогичное значение расходимости на кольцевой диафрагме достигается при  $b=0,75$ , при этом в центральном лепестке диаграммы направленности заключено лишь 25 % полной энергии излучения, прошедшей через кольцевую диафрагму. Таким образом, расходимость пучка по энергетическому критерию в случае кольцевой диафрагмы становится больше, чем соответствующая величина при дифракции на круглой диафрагме.

### 3. ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОСНОВНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

При формировании диаграмм направленности, кроме задачи получения минимальной ширины диаграммы, ставится задача достижения максимального потока на входном зрачке приемной оптической системы. Кроме того, последняя задача может быть связана с условием минимальных энергетических потерь в самой передающей системе. Способность передающей оптической системы (лазерной антенны) концентрировать излучаемую энергию в пространстве характеризуется коэффициентом направленного действия, который представляет собой отношение мощности, приходящейся на единицу телесного угла в направлении максимального излучения к средней мощности излучения в единице телесного угла:

$$D = \frac{4\pi\Phi_{00}}{\Phi_B},$$

где  $\Phi_{00}$  — поток на входном зрачке приемной системы,  $\Phi_B$  — поток на выходе передающей оптической системы

Из определения коэффициента направленного действия видно, что он характеризует энергетические потери, обусловленные расходимостью выходного пучка. Способность передающей оптической системы концентрировать энергию источника излучения в пространстве характеризуется коэффициентом усиления

$$G = \frac{4\pi\Phi_{00}}{\Phi_0},$$

который представляет собой отношение мощности в единице телесного угла в направлении максимальной интенсивности к средней мощности в единице телесного угла, подводимой к оптической системе, где  $\Phi_0$  — поток источника излучения

Коэффициент усиления соответствует КПД оптической системы и определяет потери, связанные с экранированием, виньетированием и расходимостью пучка.

Поток излучения на входном зрачке приемной системы при условии, что плоскость анализа расположена в дальней зоне, определяется решением интеграла Френеля:

$$\Phi_{00} = \left( C \int_0^{2\pi} \int_{a_k}^{a_2} e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{j\frac{ku}{2}r^2} r dr d\varphi \right) \left( C \int_0^{2\pi} \int_{a_k}^{a_2} e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{j\frac{ku}{2}r^2} r dr d\varphi \right), \quad (48)$$

где  $C$  определяется согласно п 2 гл 3,  $u=1/R$ ,  $R$  — радиус кривизны волнового фронта в плоскости выходного компонента, остальные обозначения соответствуют принятым в выражении (39)

Поток излучения на выходе передающей системы определяется из выражения

$$\Phi_B = C^2 \int_0^{2\pi} \int_{a_k}^{a_2} \left| e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{j\frac{ku}{2}r^2} \right|^2 r dr d\varphi. \quad (49)$$

Полный поток излучения источника

$$\Phi = C^2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \left| e^{-\frac{r^2}{w^2}} e^{j\frac{ku}{2}r^2} \right|^2 r dr d\varphi. \quad (50)$$

Произведя интегрирование выражений (48)–(50), можно получить выражения для коэффициентов направленного действия и усиления

$$G = \frac{(\sqrt{2\pi}ka_2)^2 a_2^2 \left| e^{-2\frac{a_2^2}{w^2}} + e^{-2\frac{a_k^2}{w^2}} - \dots \right|}{\left[ \left( \frac{a_2}{w} \right)^4 + \left( \frac{a_k}{2} \right)^2 \right] \pi w^2}$$

$$----- \rightarrow -2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} e^{-\frac{a_k^2}{w^2}} \cos\left(\frac{u_2}{2} - \frac{u_k}{2}\right) \Bigg] ; \quad (51)$$

$$D = \frac{(\sqrt{2\pi} k a_2)^2 a_2^2 \left[ e^{-2\frac{a_2^2}{w^2}} + e^{-2\frac{a_k^2}{w^2}} - \right.}{\left[ \left( \frac{a_2}{w} \right)^4 + \left( \frac{u_2}{2} \right)^2 \right] \left( e^{-2a_2^2/w^2} - e^{-2a_k^2/w^2} \right) \pi w^2} \quad ----- \rightarrow$$

$$\left. -2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} e^{-\frac{a_k^2}{w^2}} \cos\left(\frac{u_2}{2} - \frac{u_k}{2}\right) \right] \Bigg] , \quad (52)$$

где  $u_i = 2\pi(a_i)^2/\lambda R$  Вывод формул (51) и (52) и анализ результатов расчетов по ним сделаны Т. И. Кузьминой

Анализ выражений (51) и (52) произведем для случая, когда фронт волны на выходе передающего компонента плоский. Размер лазерного пучка на выходе оптической системы будем считать постоянным, а изменение степени ограничения будем осуществлять за счет изменений  $a_2$ ,  $a_k$  и  $b$ . Результаты расчетов иллюстрируют известный из антенной техники факт соответствия максимальных значений коэффициента направленного действия отсутствию экранирования и равномерному распределению амплитуды поля в плоскости выходного зрачка При экранировании коэффициенты направленного действия и усиления уменьшаются при неизменном значении  $a_2/w$ . С ростом степени экранирования происходит смещение оптимальных значений  $a_2/w$  в область больших ограничений Следует отметить, что для конкретной степени экранирования положения максимумов коэффициентов направленного действия и усиления не совпадают друг с другом.

#### 4. ОСЕВАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ОГРАНИЧЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ БЛИЖНЕЙ И ДАЛЬНОЙ ЗОН

Известно, что в неограниченном гауссовом пучке происходит монотонное затухание интенсивности на оси пучка при увеличении расстояния от источника и неизменной величине энергии в любой плоскости анализа (при отсутствии ослабления в среде распространения излучения) Закон изменения осевой интенсивности при дифракционном ограничении лазерного пучка может быть получен решением дифракционного интеграла Френеля [22]

После интегрирования выражение для амплитуды поля принимает вид

$$U(0, u) = \frac{\pi a_2^2 C}{\left( \frac{a_2^2}{w^2} - j \frac{u_2}{2} \right) z} \left[ 1 - e^{-\left( \frac{a_2^2}{w^2} - j \frac{u_2}{2} \right) z} \right] -$$

$$-\frac{\pi a_k^2 C}{\left(\frac{a_k^2}{w^2} - j \frac{u_k}{2}\right) z} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{a_k^2}{w^2} - j \frac{u_k}{2}\right) z} \right],$$

где  $a_2$  и  $a_k$  — внешний и внутренний диаметры кольцевой диафрагмы соответственно,

$$u_2 = \frac{2\pi}{\lambda} a_2^2 \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{z} \right);$$

$$u_k = \frac{2\pi}{\lambda} a_k^2 \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{z} \right);$$

$R$  — радиус кривизны волнового фронта;  $f'$  — фокусное расстояние оптического компонента;  $z$  — расстояние от плоскости ограничения до плоскости анализа,  $C$  — определяется согласно п. 2 гл. 3.

Соответствующая интенсивность (плотность) излучения выражается в виде

$$\begin{aligned} M(0, u) &= |U(0, u) U^*(0, u)| = \\ &= \frac{\pi^2 a_2^4 C^2}{z^2 \left[ \left( \frac{a_2}{w} \right)^4 + \left( \frac{u_2}{2} \right)^2 \right]} \left[ e^{-2 \frac{a_2^2}{w^2}} + e^{-2 \frac{a_k^2}{w^2}} - \right. \\ &\quad \left. - 2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} e^{-\frac{a_k^2}{w^2}} \cos \left( \frac{u_2}{2} - \frac{u_k}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (53)$$

Проведем анализ этого выражения для нескольких наиболее важных случаев

**Коллимированный пучок, ограниченный круглой диафрагмой.** Имеется в виду, что при коллимации в плоскости перетяжки существует ограничение пучка круглой диафрагмой

Этот случай, очевидно, соответствует значениям  $R=f'$  и  $a_k=0$ . Предварительно отметим, что из выражения (53) легко получаются выражения для осевой интенсивности ограниченного пучка с равномерным распределением поля на диафрагме и неограниченного гауссова пучка. Действительно, при  $a_2/w \leq 0,2$ , когда распределение в гауссовом пучке можно считать равномерным, из выражения (53) получаем

$$\frac{M(0, u)}{C^2 (\pi a_2^2)^2} = \frac{1}{z^2} \frac{2 - 2 \cos \frac{u_2}{2}}{(u_2/2)^2} = \frac{1}{4z^2} \frac{\sin^2 \frac{u_2}{4}}{(u_2/4)^2}.$$

Это выражение совпадает с классическими выводами и показывает, что при малых отношениях  $a_2/w$  характер изменения осевой интенсивности определяется функцией  $4 \sin^2 \frac{u_2}{4} / u_2^2$  и практически

не зависит от степени ограничения пучков круглой диафрагмой. При  $a_2/w \geq 2,2$ , когда гауссов пучок можно считать неограниченным, из выражения (53), учитывая, что экспоненциальные члены стремятся к нулю, получаем

$$\frac{M(0, u)}{C^2 (\pi a_2^2)^2} = \frac{1}{z^2} \frac{1}{\left(\frac{a_2}{w}\right)^4 + \left(\frac{u_2}{2}\right)^2}.$$

Эта функция показывает, что осевая интенсивность не зависит от  $\cos \frac{u_2}{2}$  и монотонно убывает с увеличением расстояния от перетяжки пучка

Для промежуточной области ограничения, когда  $0,2 < \frac{a_2}{w} < 2,2$ , осевая интенсивность определяется как наличием экспоненциальных членов, так и  $\cos \frac{u_2}{2}$ :

$$\frac{M(0, u)}{C^2 (\pi a_2^2)^2} = \frac{1}{z^2} \frac{1 - 2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} \cos \frac{u_2}{2} + e^{-2\frac{a_2^2}{w^2}}}{\left(\frac{a_2}{w}\right)^4 + \left(\frac{u_2}{2}\right)^2}. \quad (54)$$

При подстановке  $C$  в выражение (54) и  $z \rightarrow \infty$  можно получить уравнение для осевой интенсивности (силы излучения в центре диаграммы направленности) при дифракции пучка на круглой диафрагме:

$$I(0, \infty) = \frac{2\Phi D}{\lambda^2} \left(\frac{w}{a_2}\right)^2 \frac{1 - \exp(-a_2^2/w^2)}{1 + \exp(-a_2^2/w^2)}, \quad (55)$$

где  $D = \pi a_2^2$

При  $z=0$ , т. е. непосредственно вблизи диафрагмы, осевая интенсивность  $I(0, 0)$  представляет собой неопределенность для значений  $a_2/w$ , не превышающих 2,2.

Анализ выражения (54) показывает, что при изменении  $a_2/w$  и  $z$  осевая интенсивность ограниченных лазерных пучков характеризуется возникновением непосредственно за ограничивающей диафрагмой реактивной области осцилляций — резких колебаний осевой интенсивности (рис. 22). Протяженность области осцилляций и их амплитуда являются функциями диаметра диафрагмы, длины волны и степени ограничения пучка. В непосредственной близости от ограничивающей пучок диафрагмы амплитуда осцилляции постоянна ( $M(0, u)$  не зависит от  $z$ ). Протяженность области постоянной амплитуды определяется из выражения (54) при выполнении условия

$$\left(\frac{a_2}{w}\right)^4 \ll \left(\frac{\pi a_2^2}{\lambda z}\right)^2. \quad (56)$$

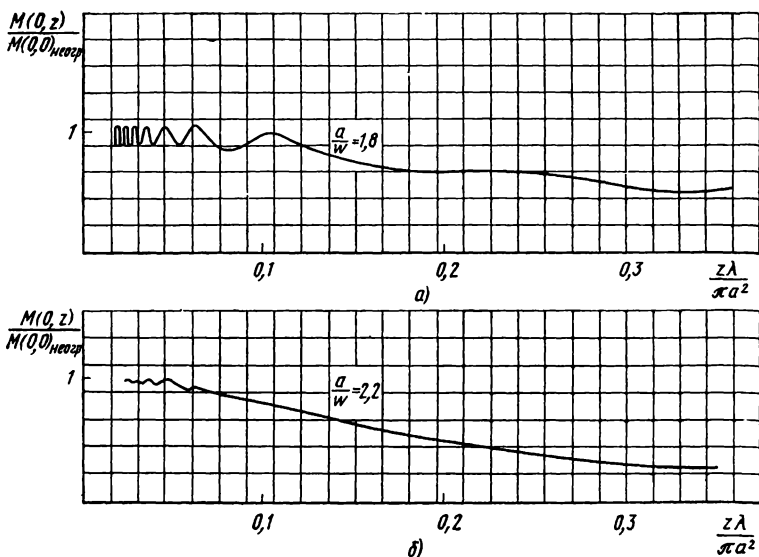


Рис. 22. Осевая интенсивность ограниченного круглой диафрагмой гауссова пучка при  $a/w=1,8$  (а) и  $a/w=2,2$  (б)

Если неравенство (56) не выполняется, амплитуда осцилляций становится переменной. Период осцилляций при данных длине волны и диаметре диафрагмы зависит от расстояния между перетяжкой и плоскостью анализа. Протяженность области осцилляций определим как расстояние от плоскости ограничения до последнего максимума осевой интенсивности.

Для определения положения этого максимума продифференцируем выражение (54). Анализ продифференцированного выражения показывает, что при  $a_2/w \rightarrow 0$  положение последнего максимума определяется расстоянием  $z = a_2^2/\lambda$  от плоскости ограничения. Так как при  $a_2/w \rightarrow 0$  распределение поля в плоскости ограничения можно считать равномерным, то условие  $z = a_2^2/\lambda$  определяет положение последнего максимума лазерного пучка при степени ограничения  $a_2/w \leq 0,2$ . Начиная с  $z = a_2^2/\lambda$  происходит монотонное затухание осевой интенсивности излучения. Для неограниченного лазерного пучка монотонное затухание осевой интенсивности начинается от перетяжки пучка. Для промежуточной степени  $0,2 \leq a_2/w \leq 2,2$  положение последнего максимума смещается относительно плоскости  $z = a_2^2/\lambda$  в сторону уменьшения  $z$ . Протяженность области осцилляций в зависимости от степени ограничения представлена ниже.

$a_2/w$ . . . . .	0,2	0,6	1,0	1,4	2,0	3,0
$K_{\text{исц}} = \frac{z_{\text{осц}}}{z_{\text{диф}}}$ . . . . .	0,327	0,316	0,300	0,238	0,098	0,00

Здесь величина коэффициента осцилляций  $K_{1осц}$  представляет собой отношение расстояния от плоскости ограничения до последнего максимума осцилляции к величине  $z_{диф} = \pi a_2^2 / \lambda$

Хотя, начиная с  $z_{осц}$ , осевая интенсивность ограниченного пучка при любых  $a_2/w$  монотонно затухает, ее конкретные отклонения от интенсивности неограниченного пучка при  $z_{осц}$  и  $z \rightarrow \infty$  сильно зависят от степени ограничения. Максимальное отклонение соответствует положению последнего максимума осцилляции, а по мере увеличения  $z$  отклонение уменьшается. Пределы изменения определяются как

$$\Delta_1 = 2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} + e^{-\frac{2a_2^2}{w^2}} ;$$

$$\Delta_2 = -2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} + e^{-\frac{2a_2^2}{w^2}} ,$$

где  $\Delta_1$  определяется на границе области осцилляций, а  $\Delta_2$  — в дальней зоне. Для конкретного ограничения  $a/w=1$ ,  $\Delta_1=87\%$ ,  $\Delta_2=-61\%$

Наличие протяженной области осцилляций и отклонение осевой интенсивности ограниченного пучка от осевой интенсивности неограниченного пучка в области монотонного затухания вызывают необходимость уточнения границ дифракционных зон. Одним из распространенных критериев дальней зоны является условие, что на расстоянии, соответствующем положению дальней зоны, квадратичный фазовый множитель в дифракционном интеграле Френеля стремится к единице по всему отверстию, т.е. преобразование Френеля упрощается до Фурье-преобразования исходного распределения на выходном зрачке [9]. Применение этого критерия к закону изменения с расстоянием осевой интенсивности дает возможность определить значения  $u_2$ , при которых это условие выполнимо для данной степени ограничения, а именно распределение интенсивности обратно пропорционально квадрату расстояния и не зависит от  $\cos(u_2/2)$ . Ниже представлены рассчитанные значения  $u_2$

$a_2/w$ . . . . .	0,2	0,6	1,0	1,4	2,0	3,0
$u_2/2$ . . . . .	0,50	0,61	0,67	0,74	0,95	1,00

**Сфокусированный пучок, ограниченный круглой диафрагмой.** Пусть фокусировка лазерного пучка осуществляется с помощью линзы, оправа которой ограничивает пучок

Если лазерный пучок фокусируется линзой, то отсутствию осцилляций при ограничениях пучка удовлетворяет узкая область вблизи фокальной плоскости. Протяженность этой области может быть определена из решения неравенства

$$\frac{f' - z_{осц}}{f' z_{осц}} \leq \frac{\lambda}{\kappa_{1осц} \pi a_2^2} ,$$

где значения  $\kappa_{1осц}$  и  $z_{осц}$  находятся для конкретного значения  $a_2/w$ . Осевая интенсивность вблизи фокальной плоскости линзы, нормированная к интенсивности на оси в фокальной плоскости, с учетом выражений (54) и (55) определяется в виде

$$M_{\text{норм}} = \frac{\left[ 1 - 2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} \cos \frac{u_2}{2} + e^{-2\frac{a_2^2}{w^2}} \right] \left( \frac{a_2}{w} \right)^4}{\left[ \left( \frac{a_2}{w} \right)^4 + \left( \frac{u_2}{2} \right)^2 \right] \left[ 1 - e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} \right]^2}. \quad (57)$$

Как следует из выражения (57), при ограничении пучка положение плоскости максимальной осевой интенсивности может не совпадать с фокальной плоскостью линзы. Если называть плоскость максимальной интенсивности плоскостью дифракционного фокуса [5], то, другими словами, могут не совпадать геометрический и дифракционный фокусы. Если перетяжка падающего на линзу пучка расположена непосредственно перед линзой, а ограничение  $a_2/w \ll 0,2$ , то максимум осевой интенсивности совпадает с геометрической фокальной плоскостью, а при смещениях перетяжки относительно линзы — с плоскостью дифракционного фокуса. При  $a_2/w \gg 2,2$  наблюдается наибольшее расхождение дифракционного и геометрического фокусов, так как в этом случае дифракционный фокус совпадает с перетяжкой пучка, трансформированного линзой, и зависит от соотношения между  $f'$  и  $R_0$  и положения перетяжки исходного пучка.

**Коллимированный пучок, ограниченный кольцевой диафрагмой.** Рассмотрим случай, когда диафрагма в виде кольца расположена в плоскости перетяжки коллимированного пучка

В этом случае осевая интенсивность на произвольном расстоянии от плоскости ограничения (перетяжки) определяется из выражения (53) При  $z \rightarrow \infty$  (дальняя зона)

$$I(0, \infty) = \frac{2\Phi D w^2 \left( e^{-\frac{a_k^2}{w^2}} - e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} \right)}{\lambda^2 a_2^2 \left( e^{-\frac{a_k^2}{w^2}} + e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} \right)}, \quad (58)$$

где  $D = \pi a_2^2$ .

Снижение осевой интенсивности при экранировании по сравнению с его отсутствием можно оценить с помощью коэффициента

$$K = \frac{1 - 2e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} e^{-\frac{a_k^2}{w^2}} \cos \left( \frac{u_2}{2} - \frac{u_k}{2} \right) + e^{-2\frac{a_2^2}{w^2}} + e^{-2\frac{a_k^2}{w^2}}}{1 - e^{-\frac{a_2^2}{w^2}} \cos \frac{u_2}{2} + e^{-2\frac{a_2^2}{w^2}}}. \quad (59)$$

В частном случае при  $u_2 = u_k = 0$  (дальняя зона) значения  $K$ , рассчитанные по формуле (59), приведены в табл. 2.

**Значения коэффициентов  $K$  снижения осевой интенсивности при наличии экранирования**

Коэффициент экранирования $b$	$a_2/w$				
	0,6	1	1,4	1,8	2,2
0,2	0,89	0,90	0,92	0,93	0,94
0,4	0,33	0,59	0,69	0,72	0,74
0,6		0,27	0,42	0,46	0,49
0,8		0,07	0,20	0,26	0,28

Результаты расчетов осевой интенсивности в произвольной плоскости наблюдения получены в соответствии с выражением (53). Ввиду того, что положение последнего максимума осевой интенсивности зависит от внешнего диаметра кольцевой диафрагмы, для возможности сравнения соответствующих распределений изменение степени ограничения производилось посредством изменения размера лазерного пучка. Основные результаты расчетов сводятся к следующему.

При  $a_2/w$  менее единицы и изменении экранирования от 0,2 до 0,8 протяженность области осцилляций практически не зависит от степени ограничения лазерного пучка внешним кольцом диафрагмы. При этом положение последнего максимума определяется из условия нахождения его в дальней зоне пучка, имеющего равномерное распределение поля на кольцевой диафрагме, а именно

$$z_{\text{осц}}^{\text{равн}} = z_{\text{осц}} \left| \frac{a_2^2 - a_k^2}{a_2^2} \right|,$$

где значение  $z_{\text{осц}}$  берется для заданного значения  $a_2/w$ . Максимальная протяженность области осцилляций наблюдается при отсутствии экранирования (круглая диафрагма). Влияние изменения экранирования на амплитуду осцилляций при степени ограничения пучка внешним кольцом, не превышающей  $a_2/w=1$ , практически отсутствует. При изменении амплитудного распределения в пределах  $0,2 \leq a_2/w \leq 1,0$  и постоянном коэффициенте экранирования происходит увеличение осевой интенсивности при одновременном уменьшении амплитуды осцилляций и практически неизменном положении максимумов. Дальнейшее уменьшение размера пучка ( $a_2/w > 1$ ) приводит к уменьшению протяженности области осцилляций и снижению амплитуды последнего максимума в тем большей степени, чем больше экранирование пучка. В пределе при  $a_2/w=1,6$  и  $b=0,8$  наблюдается практически полное исчезновение последнего максимума. Тогда длина области осцилляций определяется предшествующим максимумом, что приводит к значительному уменьшению  $z_{\text{осц}}$ . При значениях  $a_2/w$  более 1,6 протяженность области осцилляций практически не изменяется, однако постепенное уменьшение амплитуды осцилляций приводит к тому, что при  $a_2/w \geq 2,2$  и любом коэффициенте экранирования наличие области осцилляций можно не принимать во внимание.

**Протяженность области осцилляций осевой интенсивности при ограничении лазерного пучка кольцевой диафрагмой**

$a_2/w$	$b$			
	0,2	0,4	0,6	0,8
0,2	—	—	—	—
0,4	0,302	—	—	—
0,6	0,302	0,241	—	—
0,8	0,302	0,241	0,210	—
1,0	0,302	0,256	0,196	0,113
1,2	0,286	0,250	0,196	0,113
1,4	0,271	0,240	0,196	0,113

Изменение расстояния от плоскости ограничения до последнего максимума осевой интенсивности при различной геометрии кольцевой диафрагмы иллюстрируется данными табл. 3, где расстояния, соответствующие протяженности области осцилляций, нормированы к значению  $\pi a_2^2/\lambda$ .

### 5. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДИФРАКЦИОННО-ОГРАНИЧЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Для описания свободно распространяющегося гауссова пучка, как известно, необходимо знать величину его конфокального параметра и положение плоскости перетяжки. При ограничении гауссовский характер распределения интенсивности нарушается, кроме того, непосредственно за ограничивающей диафрагмой возникает реактивная область, в которой наблюдается немонотонное изменение осевой интенсивности. Поэтому возникает вопрос о том, как описывать ограниченный гауссов пучок, чтобы можно было в любой плоскости наблюдения определить его основные параметры [22].

Для того чтобы ответить на этот вопрос, необходимо знать распределение энергии и интенсивности в произвольной плоскости наблюдения за диафрагмой. Распределение интенсивности для лазерного пучка с амплитудой поля  $E = E_0 \exp(-r^2/w^2)$ , ограниченного круглой диафрагмой радиуса  $a$ , выражается через интеграл Френеля

$$M(v) = a^2 C^2 \left| \int_0^{2\pi} \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} e^{i \left( \frac{\pi a^2 r^2}{2z} + k \Phi_i \right)} J_0(vr) r dr d\varphi \right|^2, \quad (60)$$

где все обозначения соответствуют принятым в выражениях (39), (45) и (46),  $\Phi_i$  — функция аберраций

Выражение для энергии, заключенной в пределах нормированного радиуса  $v$ , имеет вид

$$\Delta = \frac{4 \frac{a^2}{w^2}}{1 - e^{2a^2/w^2}} \int_0^{v_0} \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} \times \right.$$

$$\times e^{jk\Phi_i} e^{j \frac{ka^2 r^2}{2z}} J_0(vr) r dr \int_0^2 v dv. \quad (61)$$

Принимая, что перетяжка пучка расположена в плоскости ограничивающей диафрагмы, т. е.  $R=\infty$ , а  $\Phi_i=0$ , и произведя на ЭВМ расчеты по алгоритмам (60) и (61), можно сделать следующие выводы. Распределение интенсивности и энергии сильно зависит от степени ограничения пучка и положения плоскости наблюдения. Для ограничений, относящихся к промежуточной области, распределения интенсивности имеют провал в центре

Анализ выражений (60) и (61) показывает, что понятие радиуса лазерного пучка для ограниченного пучка становится неоднозначным. Действительно, при скачкообразном изменении интенсивности из-за наличия локальных неоднородностей в распределении оценка радиуса пучка по уровню снижения интенсивности в  $e^2$  раз не имеет смысла. В области монотонного затухания осевой интенсивности диаграмма направленности содержит боковые лепестки, доля энергии в которых зависит от степени ограничения и расстояния от плоскости перетяжки (ограничения) до плоскости наблюдения.

Оценка размера пятна по уровню содержания 86 % энергии от полной энергии пучка имеет смысл при  $a/w > 0,8$ . Из анализа может показаться, что такая оценка возможна уже при  $a/w \geq 0,4$ . Однако в этом случае при перемещении плоскости наблюдения в сторону диафрагмы 86 % уровень энергии включает в себя как центральный лепесток, так и провалы в местах, соответствующих положению боковых лепестков

Следует отметить, что при  $a/w < 0,8$  распределение интенсивности в пучке сильно отличается от гауссова. Поэтому использование таких понятий, как конфокальный параметр, перетяжка и т. п., не имеет смысла. В этом случае исследование энергетической и пространственной структуры пучка должно производиться для каждого конкретного случая на ЭВМ по алгоритмам (60) и (61)

При ограничении  $a/w \geq 0,8$  распределение интенсивности в целом также отличается от гауссова, так как характеризуется образованием боковых лепестков на расстоянии приблизительно  $0,7\pi a^2/\lambda$  от плоскости диафрагмы. Однако наиболее значительные изменения в характере распределения, включая и предельный случай образования боковых лепестков, наблюдается при радиусах, значительно превышающих размер, определенный по содержанию в пучке 86 % полной энергии излучения. Поэтому в пределах этого размера пучок можно считать гауссовым. Результаты настоящего параграфа могут быть использованы для выбора соотношений между размерами лазерного пучка и оптического компонента, при которых обеспечивается необходимый характер распределения интенсивности в заданной плоскости наблюдения

## 6. МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНОГО КОНФОКАЛЬНОГО РЕЗОНАТОРА В ОГРАНИЧИВАЮЩИХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Обусловленное эффектами дифракции отличие распределений в лазерном пучке от гауссовых приводит к необходимости определения радиуса пучка, законов распространения пучка, распределений интенсивности в произвольной плоскости наблюдения посредством расчетов на ЭВМ дифракционных интегралов Френеля в конечных пределах. Усложнение математического аппарата при этом может

явиться препятствием при проектировании оптических систем. Поэтому представляет интерес разработка инженерного метода определения пространственных параметров ограниченного лазерного пучка [22].

Эффективным методом расчета идеальных оптических систем при формировании лазерного пучка является метод эквивалентного конфокального параметра (см. п. 3 гл. 2), который справедлив для гауссова пучка. Как показано в предыдущем параграфе, для степени ограничения  $a/w > 0,8$  в пределах размера, определенного по содержанию в пучке 86 % полной энергии излучения, характер пучка является гауссовым. Однако параметры распределения за ограничивающей диафрагмой отличаются от параметров свободного пучка. Возникает задача определения такого значения конфокального параметра пучка за ограничивающей диафрагмой, который наиболее правильно описывал бы закон распространения дифрагированного пучка.

Задачу можно решить, если принять, что существует некоторая условная перетяжка, плоскость которой совпадает с плоскостью ограничения пучка, а характер распределения интенсивности в пучке и в плоскости диафрагмы и за диафрагмой является гауссовым. В этом случае мы имеем возможность считать пучок, начиная от плоскости ограничения, гауссовым, но саму методику можно применять только в области монотонного затухания интенсивности.

Конфокальный параметр ограниченного пучка  $R_{э \text{ огр}}$  можно найти, очевидно, при знании расходимости лазерного пучка в дальней зоне по выбранному уровню содержания энергии в заданном телесном угле. Если принять, что в телесном угле содержится 86 % полной энергии излучения, то

$$R_{э \text{ огр}} = \frac{2\lambda}{\pi\theta^2},$$

где  $\theta$  — плоский угол, характеризующий расходимость

Угол  $\theta$  зависит от заданной степени ограничения и может быть определен с помощью выражения (43) и таблицы, в которой значения коэффициентов дифракции  $\kappa_d$  получены согласно выражениям (60) и (61).

Следовательно, можно определить расходимость  $\theta$

$$\theta = \kappa_d \frac{\lambda}{2a}.$$

Условный размер пятна в плоскости перетяжки (диафрагмы)

$$\omega_{\text{оусл}} = \sqrt{\frac{\lambda R_{э \text{ огр}}}{2\pi}} = \frac{2a}{\pi\kappa_d}. \quad (62)$$

Схема трансформации ограниченного лазерного пучка показана на рис. 23.

Степень ограничения,

$a/w$ . . . . .	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
$\kappa_d$ . . . . .	0,92	0,91	0,93	0,97	1,05	1,16	1,28	1,5

Найдем осевую интенсивность пучка в плоскости диафрагмы с учетом потерь энергии на диафрагме:

Рис. 23. Схема трансформации пространственных параметров гауссова пучка при ограничении

$$M_{0 \text{ усл}} = \frac{M(0, z)}{1 - e^{-2a^2/\omega^2}},$$

где величина  $K_{\text{пот}} = 1 - e^{-2a^2/\omega^2}$  представляет собой коэффициент потерь энергии гауссова пучка вследствие ограничения его диафрагмой с радиусом  $a$

Хотя, естественно, осевая интенсивность пучка непосредственно перед и за диафрагмой остается неизменной, необходимо ввести понятие  $K_{\text{пот}}$ , чтобы учесть скачок энергии на диафрагме и иметь возможность принять монотонный характер изменения осевой интенсивности за диафрагмой. Введенные понятия  $\omega_{0 \text{ усл}}$ ,  $R_{\text{э огр}}$  и  $M_{0 \text{ усл}}$  выбраны таким образом, что выполняется закон сохранения энергии в трансформированном пучке, который имеет вид

$$\frac{M(0, z)}{1 - e^{-2a^2/\omega^2}} \frac{\pi \omega_{0 \text{ усл}}^2}{2} = M(0, z_1) \frac{\pi \omega_1^2}{2}, \quad (63)$$

где  $M(0, z_1)$  и  $\omega_1$  — соответственно осевая интенсивность и радиус пучка в произвольной плоскости наблюдения. Отсюда можно получить выражение для радиуса пучка на любом расстоянии от диафрагмы. Отношение  $M(0, z)/M(0, z_1)$  определим в соответствии с законом изменения интенсивности в гауссовом пучке

$$\frac{M(0, z)}{M(0, z_1)} = 1 + \left( \frac{2z}{R_{\text{э огр}}} \right)^2, \quad (64)$$

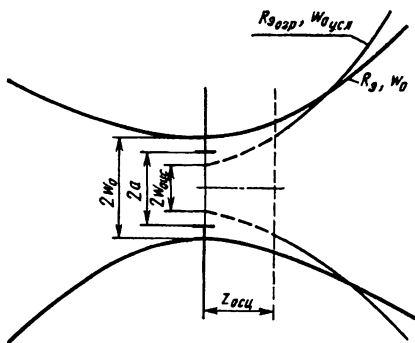
где  $R_{\text{э огр}} = k\omega_{0 \text{ усл}}^2$ .

Подставив формулы (62) и (64) в выражение (63), получим

$$\omega_1 = \frac{2a}{\sqrt{K_{\text{пот}}}} \sqrt{\frac{1}{\kappa_d^2} + \left( \frac{z\kappa_d}{2a^2k} \right)^2}. \quad (65)$$

Это выражение совпадает с формулой для размера пятна на расстоянии  $z$  от перетяжки в гауссовом пучке.

Таким образом, выбранные параметры трансформированного пучка позволяют проводить расчет пространственных и энергетических параметров ограниченного пучка, пользуясь методом эквивалентного конфокального параметра. Эта возможность подтверждается численным экспериментом на ЭВМ значения  $M(0, z_1)$  и  $\omega_1$ , рассчитанные по формулам (63) и (65), хорошо совпадают с результатами точного расчета по формулам (60) и (61). В дальней зоне расхождение практически отсутствует. Наибольшая ошибка соответствует 6 %.



# ВЛИЯНИЕ АБЕРРАЦИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

## 1. ВЛИЯНИЕ АБЕРРАЦИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НЕОГРАНИЧИВАЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

При рассмотрении формирования гауссова пучка идеальной оптической системой предполагалось, что волновой фронт пучка в каждом сечении остается сферическим. Из оптики известно, что сферичность волнового фронта сохраняется только в параксиальной области, когда углы падения лучей на оптические поверхности и расстояния точек падения от оси системы невелики. Вне этой области сферичность волнового фронта нарушается вследствие aberrаций оптической системы. В оптике создан мощный математический аппарат и разработаны совершенные методики для расчета aberrаций, который, как правило, производится с помощью ЭВМ.

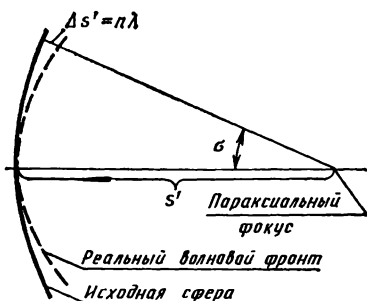
Лазерная оптика почти всегда предназначена для использования в аксиальных пучках (распространяющихся вдоль оптической оси). Поэтому основное значение имеет только одна aberrация — сферическая. Хроматизм вследствие монохроматичности лазерного излучения несуществен, за исключением случая применения ионного лазера. Однако в лазерной оптике могут встретиться случаи, когда оптическая система использует излучение нескольких лазеров, тогда хроматизм должен учитываться. Сферическую aberrацию в ряде случаев удобно выражать в волновой форме. Число длин волн, укладываемых на отрезке  $\Delta s'$  (рис. 24), это и есть волновая сферическая aberrация

$$\Delta s' = n\lambda = A\sigma^4,$$

где  $A$  — постоянная, определяющая величину aberrации.

При искажении сферичности волнового фронта гауссовый характер лазерного пучка нарушается, и понятие конфокального параметра пучка теряет смысл. Возникает задача определения пространственных параметров пучка после прохождения им оптической системы при наличии в последней aberrаций.

Один из методов решения этой задачи заключается в том, чтобы характеризовать пучок за оптической системой новым значением конфокального параметра, полученного с учетом aberrаций:  $R'_{0,a}$ .



Причем при вычислении aberrаций желательно использовать традиционный аппарат aberrационного расчета оптических систем, разработанный для нелазерного излучения.

В принципе эта задача решается следующим образом. Так как сферическому фронту лазерного пучка можно сопоставить

Рис. 24. Волновая сферическая aberrация

ставить центр некоторого гомоцентрического пучка или точку предмета в обычном понимании, то из лазерного пучка, падающего на оптическую систему, следует выбрать луч, координаты которого будут определяться положением центра кривизны волнового фронта и расходимостью пучка. В зависимости от зоны оптической системы, для которой необходимо рассчитать абберации, положение луча может характеризоваться и неполным значением расходимости. Далее следует определить координаты выбранного луча на выходе из оптической системы. Рассчитав высоту пересечения луча с последней оптической поверхностью и угол с осью оптической системы, можно определить в некоторой плоскости размер пучка и радиус кривизны воображаемого волнового фронта, касательного к этой плоскости. Принимая, что этот сферический фронт соответствует некоторому воображаемому гауссову пучку и воспользовавшись связью между параметрами гауссова пучка (28), можно рассчитать значение конфокального параметра этого пучка. Учитывая другую зависимость в лазерном пучке (29), можно определить и положение перетяжки пучка за оптической системой.

Так как значения конфокального параметра и положения плоскости перетяжки получены из расчета реального луча, то они учитывают абберации оптической системы, т. е. мы получим  $R'_{sa}$  и  $d'_a$ . Зная  $R'_{sa}$  и  $d'_a$ , можно рассчитать пространственные параметры пучка, прошедшего через оптическую систему, с учетом аббераций. При решении задачи используем расчет прохождения реального луча через оптическую систему, что и делается при традиционной расчете аббераций оптических систем. Таким образом, поставленная задача выполнена.

Здесь следует сделать несколько пояснений. Лазерный пучок не является гомоцентрическим, поэтому в зависимости от выбранной расходимости пучка положение центра кривизны волнового фронта («точки предмета») относительно оптической системы будет меняться. Для того чтобы учесть негомоцентричность, представим ее как наличие сферической абберации самого лазерного пучка. В оптике это соответствует понятию абберационного объекта. Как следует из рис. 8, продольная сферическая абберация лазерного пучка  $\delta s = -R_1 + R_2 + \Delta$ , где  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы кривизны волновых фронтов пучка, попадающих соответственно в центр и на край первой оптической поверхности. Как показано в работе [18], величины сферической абберации собственно лазерного пучка можно пренебречь, поэтому при расчете входных координат расчетного луча можно считать, что

$$R_1 \cong R_2 \cong \frac{R_s^2 + 4d^2}{4d},$$

где  $d$  — расстояние от поверхности до плоскости перетяжки падающего пучка;  $R_s$  — конфокальный параметр пучка.

При расчете прохождения выбранного пучка через оптические компоненты пренебрегают «кривизной» лазерного луча, считая, что он является прямолинейным и подчиняется законам геометрической оптики. Однако, если оптическая система состоит из двух и более компонентов и перетяжки расположены между компонентами, то для каждого последующего компонента координаты входного луча необходимо находить из расчета идеальной оптической системы

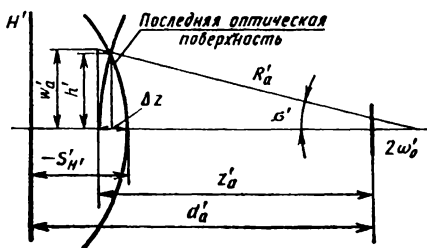


Рис. 25. К определению абберационных параметров гауссова пучка

Вторым методом учета влияния aberrаций оптической системы на формирование лазерного пучка является использование непосредственно значений aberrаций, рассчитанных обычным способом. В этом

случае величина поперечной сферической aberrации, определенная в плоскости перетяжки сформированного пучка, складывается с размером пятна, рассчитанным в параксиальном приближении. С помощью aberrационного размера перетяжки рассчитываем размеры пучка в любом сечении, а также расходимость пучка.

Третий метод учета влияния aberrаций на лазерный пучок основан на использовании понятия «лучевого пакета». Положение лучей пакета за оптической системой находим путем расчета хода лучей через оптическую систему. Построив эти лучи, можно найти огибающие, соответствующие гауссову пучку с учетом aberrаций [38].

Рассмотренные методы, очевидно, можно использовать только в том случае, когда параметры гауссова пучка хотя и изменяются вследствие aberrаций, но пучок сохраняет гауссов характер. Как будет показано в следующем параграфе, это возможно при значении сферической волновой aberrации меньше  $\lambda/4$ . Способы расчета влияния aberrаций больших  $\lambda/4$  на гауссов пучок, а также на лазерный пучок любой формы, изложены в п. 2 и 3 гл. 4.

Следует отметить, что эти рассуждения справедливы для точки на оси и центрированной оптической системы, т. е. для аксиальных пучков. В противном случае искажения волнового фронта носят более сложный характер, и трудно интерпретировать их влияние на параметры  $R_a$  и  $d_a$  пучка лазера. Расчет некоторых видов aberrаций для неаксиальных пучков изложен в работе [31]. При разработке соответствующей методики aberrации неаксиальных пучков можно рассчитать, воспользовавшись понятием «лучевого пакета».

Здесь мы остановимся на случае центрированной оптической системы, в которой ось резонатора совпадает с осью системы. Поскольку излучение лазера, за исключением ионного, достаточно монохроматично, хроматизм не играет роли, и в расчете необходимо учесть лишь сферическую монохроматическую aberrацию. В оптической системе может возникнуть «наведенная» aberrация, связанная с действием мощного излучения на оптические элементы [17].

Влияние сферической aberrации на параметры лазерного пучка в общем случае можно представить себе следующим образом. Пусть на выходе из оптической системы в результате сферической aberrации волновой фронт представляет собой некоторую несферическую поверхность. Заменяем реальный фронт сферическим, причем проведем его таким образом, что нормали к реальному фронту и сферическому на выбранном расстоянии от оси пучка совпадают (рис. 25). Новому сферическому фронту соответствует радиус кривизны  $R'_a$  и размер пятна  $\omega'_a$ . С помощью этих параметров можно определить  $R'_{sa}$  и  $d'_{sa}$ .

Для расчета конфокального параметра пучка с учетом aberrаций воспользуемся зависимостью (28) для преобразованного пучка

$$R'_{sa} = \frac{4k (w'_a)^2 (R'_a)^2}{k^2 (w'_a)^4 + 4(R'_a)^2}, \quad (66)$$

где  $R'_a = h' / \sin \sigma'$ ;  $w'_a \doteq R'_a \operatorname{tg} \sigma'$ ;

$h'$  — высота пересечения луча с последней оптической поверхностью,  $\sigma'$  — угол луча с оптической осью. Величины  $h'$  и  $\sigma'$  определяют из тригонометрического расчета хода луча через оптическую систему

Для расчета положения перетяжки пучка с учетом aberrаций воспользуемся зависимостью (29)

$$z'_a = k^2 (w'_a)^4 R'_a / [k^2 (w'_a)^4 + 4(R'_a)^2]. \quad (67)$$

Искомая величина  $d'_a = z'_a - \Delta z - s'_{H'}$ .

Рассмотрим применение полученных результатов к aberrационному расчету параметров пучка в фокусирующей и коллимирующей оптических системах. В первом случае нас интересует смещение плоскости перетяжки (плоскости наименьшего размера пятна) и изменение размеров сфокусированного пятна, а во втором — изменение расходимости вследствие aberrаций.

Влияние сферической aberrации при фокусировании пучка лазера короткофокусным оптическим компонентом (линзой, объективом) скажется на изменении эквивалентного конфокального параметра сфокусированного пятна и смещении перетяжки в новое положение. Можно показать [18], что изменением размера пятна за счет изменения конфокального параметра можно пренебречь.

Найдем смещение перетяжки в новое положение. Из выражения (67) с учетом того, что при условиях фокусирования  $k^2 (w'_a)^4 \gg 4 (R'_a)^2$ , получим  $z'_a = R'_a$ . Найдя далее  $d'_a$ , получим  $\Delta d = d' - d'_a$ . Размер пятна с учетом aberrации в плоскости, соответствующей безaberrационному положению перетяжки,

$$w'_{a0} = w'_0 \sqrt{1 + 4 (\Delta d)^2 / (R'_a)^2}.$$

При коллимации лазерного излучения с помощью двухкомпонентной оптической системы в отсутствие aberrаций  $\sigma'_2 = 0$ . При наличии aberrаций волновой фронт исказится, и воображаемый сферический фронт может быть охарактеризован углом  $\sigma'_2 \neq 0$ . Очевидно, что  $\sigma'_2$  и будет представлять собой угловую сферическую aberrацию коллимирующей оптической системы.

Выведем формулу для определения расходимости пучка с учетом угловой сферической aberrации. Если

$$\theta'_a = \sqrt{2\lambda / \pi R'_a},$$

то, подставляя в эту формулу значение  $R'_s a$  из выражения (66), получим

$$\theta'_a = \sqrt{\lambda^2/\pi^2 (\omega'_2)^2 + (\omega'_2)^2/(R'_2)^2};$$

$$\theta'_a = \sqrt{\theta_0^2 + (\sigma'_2)^2},$$

где  $\theta_0$  — расходимость пучка при плоском фронте волны на выходном компоненте,  $\sigma'_2$  — угловая сферическая абберация коллимирующей оптической системы

Так как коллимирующая система близка к телескопической и лучи за первым компонентом можно считать прямолинейными, можно найти значение  $\sigma'_2$ :

$$\sigma'_2 = \delta s_2 \sigma_2 / f'_2,$$

где  $\delta s_2$  — суммарная продольная сферическая абберация в передней фокальной плоскости второго компонента,  $\sigma_2$  — апертурный угол второго компонента;  $f'_2$  — фокусное расстояние второго компонента. Значение  $\delta s_2$  находят из расчета хода луча через первый компонент в прямом направлении и второй компонент в обратном направлении.

Остановимся коротко на абберационных соотношениях, которые необходимо учитывать при расчете согласующей оптической системы. Обычно это одиночный компонент. Формулы для габаритного расчета компонента были приведены в п. 3 гл. 2. Влияние аббераций на положение и размер перетяжки удобно определять, пользуясь соотношениями (28) и (29). Применяя условия сложного дифференцирования, из зависимости (29) получим

$$\delta d' = \left( \frac{d'}{R'} \right)^2 \left[ 1 - \frac{4(R')^2}{k^2 (\omega')^4} \right] \delta R'.$$

Аналогично из выражения (28) можно найти

$$\delta R'_s = (2R'_s/R') \delta R',$$

где значения  $\delta R'$  находим из абберационного расчета

$$\delta R' = R' - h'/\sin \sigma'.$$

## 2. ВЛИЯНИЕ АБЕРРАЦИЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ОГРАНИЧИВАЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

**Влияние аббераций на диаграмму направленности ограниченного лазерного пучка.** Очевидно, что при наличии аббераций диаграмма направленности изменяется

При формировании диаграммы направленности одним из критериев качества коллимации энергии является достижение расходимости пучка, близкой к дифракционной. Это возможно только в том случае, когда абберации оптической системы не превышают длины волны [5]. Поэтому мы ограничимся рассмотрением влияния аббераций, не превышающих  $\lambda$ . Учет аббераций большего значения рассмотрен в п. 3 гл. 4. Коррекция аббераций оптической системы

до значений, сравнимых с  $\lambda$ , может быть выполнена по методике, изложенной в указанном параграфе, или в соответствии с хорошо известной методикой [3]

Известно, что при уменьшении величин aberrаций до значений, примерно равных  $\lambda$ , геометрическая теория aberrаций перестает быть справедливой, так как становятся существенными дифракционные эффекты. Анализ aberrаций в этом случае можно выполнить лишь на основании теории дифракции. В дифракционной теории aberrаций [5] вводится понятие дифракционного фокуса, соответствующего максимальной интенсивности излучения на оси пучка. Для определения допустимых значений aberrаций рассматривается изменение максимальной интенсивности, нормированной к интенсивности при отсутствии aberrаций (интенсивности Штреля), в зависимости от величины и формы aberrаций. Эффект действия квадратичных фазовых ошибок (кривизны поля) при этом незначителен.

При рассмотрении влияния aberrаций на диаграмму направленности наибольший интерес представляет определение влияния aberrаций на распределения, соответствующие не дифракционному, а параксиальному фокусу, т. е. распределения, удовлетворяющие условию  $z > z_{\text{фр}}$ . Кроме того, необходимо учитывать и влияние кривизны поля на распределение энергии в диаграмме направленности, так как снижение осевой интенсивности в присутствии aberrаций еще не определяет вида диаграммы направленности. Поэтому рассмотрим влияние на параметры диаграммы направленности двух волновых aberrаций, являющихся функцией радиуса (не зависящих от угла), а именно кривизны поля и сферической aberrации.

При проведении расчетов принимали, что выходной компонент коллимирующей оптической системы освещается пучком со сферической волной, но в пределах апертуры расположена фазовая пластинка, деформирующая выходящий волновой фронт в соответствии с формой и величиной aberrаций. Это дает возможность представить дифракционный интеграл при наличии aberrаций в виде [5]

$$U(v, u) = C \int_0^1 \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} \exp \left\{ j \left[ \frac{\pi a^2}{\lambda} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{f'} + \frac{1}{z} \right) r^2 + \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_i - \frac{2\pi a r}{\lambda} \frac{\rho}{z} \cos(\theta - \varphi) \right] \right\} r dr d\varphi, \quad (68)$$

где  $\Phi_i = AAa^n r^n$  — функция aberrаций, при  $n=2$   $\Phi_1 = AAa^2 r^2$  — кривизна поля, при  $n=4$   $\Phi_2 = AAa^4 r^4$  — сферическая aberrация,  $AA$  — отклонения волнового фронта от опорной сферы Гаусса, остальные обозначения соответствуют принятым в п. 2 гл. 3.

Рассматривая отдельно вещественную и мнимую части выражения (68), получим формулу для расчета распределения интенсивности в диаграмме направленности

$$I(v, u) = U(v, u) U^*(v, u) = \left[ C' \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} J_0(vr) \times \right. \\ \left. \times \sin \left( \frac{ur^2}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_i \right) r dr \right]^2 + \left[ C' \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} J_0(vr) \times \right.$$

$$\times \cos \left( \frac{ur^2}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_i \right) r dr \Big]^2, \quad (69)$$

где  $C'$  введено с учетом интегрирования по  $\varphi$  (множитель  $2\pi$ ) Доля полной энергии излучения в пределах сечения с конкретным нормализованным радиусом  $v$  определяется следующим образом

$$\Delta = \frac{4 \frac{a^2}{w^2}}{1 - e^{-2a^2/w^2}} \int_0^v \left\{ \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} J_0(vr) \times \right. \right. \\ \times \sin \left( \frac{ur^2}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_i \right) r dr \Big]^2 + \left[ \int_0^1 e^{-\frac{a^2 r^2}{w^2}} J_0(vr) \times \right. \\ \left. \left. \times \cos \left( \frac{ur^2}{2} + \frac{2\pi}{\lambda} \Phi_i \right) r dr \right]^2 \right\} v dv, \quad (70)$$

где все обозначения соответствуют выражению (68). Вывод формул (69) и (70) и анализ результатов по ним сделаны Т. И. Кузьминой

Расчеты по формулам (69) и (70) проводили методом численного интегрирования при изменении aberrаций  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  в диапазоне от  $\lambda/4$  до  $\lambda$  и амплитудного распределения в плоскости ограничения, соответствующего ограничению величиной  $0,2 \leq a/w \leq 2,2$  Кривизну волнового фронта в плоскости диафрагмы принимали равной  $R = \infty$

Результаты расчетов представлены на рис. 26 и 27 (для  $a/w = 1$ ) и табл. 4 и 5. Значения, указанные в скобках, представляют собой нормализованный радиус

Анализ результатов, представленных в табл. 3 и 4, показывает, что существенные искажения распределений интенсивности и энергетической структуры ограниченного лазерного пучка наблюдаются при aberrациях, превышающих  $\lambda/2$ . Рост ограничений (уменьшение  $a/w$ ) увеличивает критичность формы распределения к величине aberrаций. Это объясняется тем, что при ограничении лазерный

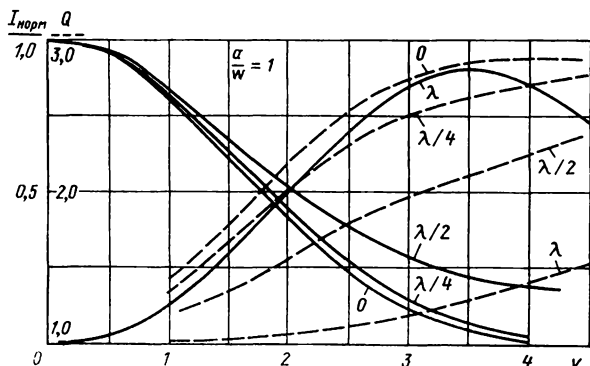


Рис. 26. Распределение интенсивности и энергии в гауссовом пучке при aberrациях кривизны поля

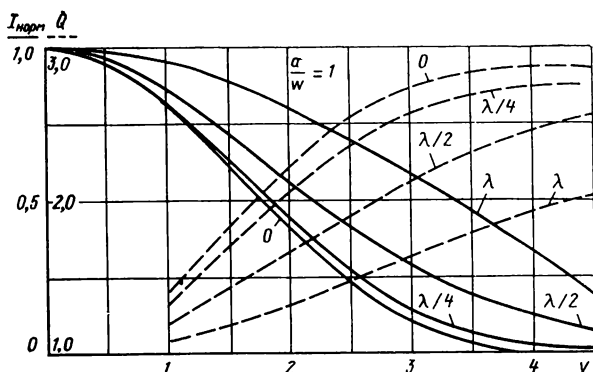


Рис. 27. Распределение интенсивности и энергии в гауссовом пучке при сферической аберрации

пучок теряет преимущество исходного (спадающего) распределения, а именно соответствия максимальных фазовых ошибок минимальной амплитуде. Если исключить из рассмотрения аберрации более  $\lambda/2$ , то можно отметить, что действие аберраций выражается лишь в расширении диаграммы направленности без заметного изменения ее формы. При аберрациях порядка  $\lambda/4$  наблюдается практически

Таблица 4

Величина изменения энергии при аберрациях кривизны поля в % к энергии при отсутствии аберраций

Волновая аберрация		$a/w$										
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
$\lambda$	(1)	100	100	99	98	96	94	90	84	77	70	63
	(2)	99	98	98	96	94	91	86	80	73	66	60
	(3)	94	94	93	91	88	84	79	73	67	60	53
	(4)	85	84	83	80	77	73	68	62	56	50	44
	(5)	74	73	71	68	64	60	54	49	43	38	32
$\frac{\lambda}{2}$	(1)	59	59	59	58	56	53	49	44	38	32	27
	(2)	58	57	57	55	53	50	45	40	34	29	24
	(3)	52	51	50	48	46	42	38	34	29	25	20
	(4)	38	37	36	35	33	30	27	24	21	19	15
	(5)	23	22	21	20	19	17	16	14	12	12	8
$\frac{\lambda}{4}$	(1)	19	19	19	18	18	17	15	14	12	10	8
	(2)	18	17	18	17	17	15	14	13	11	9	7
	(3)	16	15	16	15	14	13	12	10	9	7	6
	(4)	11	10	11	10	10	9	8	7	6	6	4
	(5)	5	5	5	5	4	4	4	4	3	3	2

Таблица 5

Величина изменения энергии при сферических абберациях  
в % к энергии при отсутствии аббераций

Волновая абберация		$a/w$										
		0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2
$\lambda$	(1)	89	88	86	83	77	73	63	53	46	38	28
	(2)	85	84	82	78	73	66	56	49	42	33	24
	(3)	77	76	73	69	63	56	48	40	33	26	20
	(4)	66	65	61	56	54	43	35	28	24	19	14
	(5)	59	58	53	47	40	32	24	19	15	12	6
$\frac{\lambda}{2}$	(1)	60	56	56	54	50	45	37	31	24	18	13
	(2)	54	53	52	49	45	39	33	27	21	15	11
	(3)	45	44	43	39	35	30	25	20	15	11	8
	(4)	32	31	30	27	25	19	15	12	9	7	5
	(5)	23	22	21	18	14	11	8	6	4	3	3
$\frac{\lambda}{4}$	(1)	19	19	19	17	16	14	12	10	8	6	4
	(2)	18	18	17	16	14	13	11	9	6	5	3
	(3)	15	14	13	12	9	9	8	6	5	4	2
	(4)	10	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
	(5)	7	6	6	5	4	3	2	2	1	1	0

полное совпадение относительного распределения интенсивности с соответствующей кривой в отсутствие аббераций.

Совместное действие аббераций и ограничения приводит к значительному изменению энергетической структуры пучка, которое проявляется в росте энергетической расходимости. Характер изменений практически одинаков для обоих видов аббераций, хотя для фазовых погрешностей из-за кривизны поля количественные изменения несколько больше.

Полученные результаты справедливы для расположения плоскости перетяжки пучка в плоскости ограничения. В противном случае происходит дополнительное изменение вида диаграммы направленности.

**Влияние аббераций на фокусирование гауссова пучка.** Так как распределение энергии в диаграмме направленности при отсутствии ограничения соответствует дифракционной картине в фокальной плоскости линзы, то приведенные выше результаты можно использовать для анализа влияния кривизны поля и сферической абберации на параметры сфокусированного гауссова пучка. Однако эти результаты нельзя использовать для анализа распределения интенсивности вблизи фокальной плоскости и при наличии ограничения. Поэтому приведем некоторые результаты расчетов, относящихся непосредственно к фокусированию излучения.

При отсутствии аббераций распределение симметрично относительно оптической оси и фокальной плоскости. При фокусировании ограниченного гауссова пучка при наличии сферической абберации происходит смещение апертурного фокуса относительно параксиаль-

ного ближе к линзе при положительной аберрации и наоборот. Поэтому картина распределения становится асимметричной относительно фокальной плоскости. Распределение зависит от того, где поместить «фокальную» плоскость. Если она проведена через параксиальный фокус, то энергия распределена в большой центральной области, кольца отсутствуют. При перемещении к апертурному фокусу сначала увеличивается осевая интенсивность и становится более четкой кольцевая структура. Затем осевая интенсивность уменьшается, но интенсивным становится первое кольцо. Затем интенсивность первого кольца уменьшается, а второго увеличивается. Далее становится более заметным третье кольцо.

При ограничении  $\delta/a=2$ , где  $\delta=0,71\omega$ , распределение не отличается от того, которое наблюдается в случае однородного распределения на апертуре. В табл. 6 приведены координаты лучшего фокуса (плоскости наилучшей установки) в зависимости от сферической аберрации и степени ограничения.

$$u = kz/4 \left( \frac{f'}{D} \right)^2, \quad \text{где } D/f' \text{ — относительное отверстие линзы, } z \text{ —}$$

координата вдоль оси, отсчитываемая от параксиального фокуса.

Максимальная интенсивность в табл. 6 дана в процентах от интенсивности неограниченного и неаберрированного гауссова пучка.

При аберрации  $\lambda/2$ , как и при отсутствии аберрации, достигается дифракционный предел в центральном пятне радиусом  $1,22\lambda f'/D$  содержится 83,8 % энергии. В плоскости лучшей установки размеры центрального пятна не изменяются, но изменяется содержание в нем энергии. Так, при аберрациях  $2\lambda$  при ограничении  $\delta/a=0,5$  в нем содержится 75 %, при  $\delta/a=1$  — 36 % и при  $\delta/a=2$  — 36 % первоначальной энергии. Таким образом, при фокусировании волновая аберрация  $\lambda/2$  может служить допуском для сферической аберрации.

### 3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА ЛЮБОГО ВИДА С УЧЕТОМ АБЕРРАЦИЙ И ОГРАНИЧЕНИЙ

Выше было рассмотрено влияние аберраций определенного вида на параметры гауссова пучка с учетом ограничивающего действия оптической системы. Остановимся теперь на наиболее сложном и общем вопросе — расчете параметров лазерного пучка с произвольным распределением амплитуды и фазы, сформированного оптической системой при любой степени ограничения пучка и любых аберрациях. Следует заметить, что само понятие аберраций оптических систем при формировании лазерных пучков со сложным амплитудно-фазовым распределением требует уточнения. Поэтому мы будем пользоваться понятием аберраций в традиционном смысле этого слова.

Если все габаритные параметры оптической системы известны, то исходными данными для расчета являются амплитудно-фазовое распределение поля на выходе лазера, например на поверхности выходного зеркала резонатора, и расстояние между выходным зеркалом и первой оптической поверхностью. Распределение поля на выходном зеркале лазера следует задать функцией

$$E_0(r) = |E_0(r)| \exp[i \arg E_0(r)], \quad (71)$$

в которой модуль функции  $|E_0(r)|$  задает распределение амплитуды поля в зависимости от поперечной координаты  $r^2 = x^2 + y^2$ , а аргумент  $\arg E_0(r)$  представляет собой распределение фазы (волновой фронт) относительно некоторой воображаемой плоской волны.

Порядок расчета заключается в следующем

Таблица 6

# Координата «лучшего» фокуса

Сферическая абберация, в долях $\lambda$	Степень ограни- чения $\delta/a$	Координаты «лучшего» фокуса	Максимальная интенсивность, %
0	1/2	0	73
0	1	0	11
0	2	0	4
1/2	1/2	-5	70
1/2	1	-6	15
1/2	2	-6	3,2
2	1/2	-15	40
2	1	-24	5,9
2	2	-25	0,5

1 Зная исходное распределение поля  $E_0(r)$ , находят распределение  $E_1(r)$  на входе первого компонента (на первой оптической поверхности) оптической системы. Эта операция производится с помощью некоторого оператора переноса  $T$ . Выбор оператора переноса зависит от расстояния между исходной плоскостью и плоскостью анализа. При сравнительно больших расстояниях целесообразно воспользоваться оператором Кирхгофа, который определяется дифракционным интегралом. В этом случае (рис 28)

$$E_1(r) = \int_S \frac{ik}{4\pi d} (1 + \cos \theta) \exp(-ikd) E_0(r) dS.$$

При небольших расстояниях поле  $E_1(r)$  рассчитывается с помощью метода «сеток», который основывается на приближенном решении волнового уравнения. Таким образом,

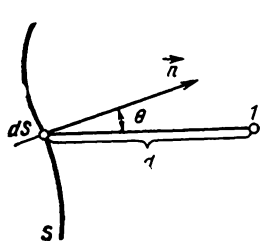


Рис. 28. К пояснению интегрального преобразования Кирхгофа

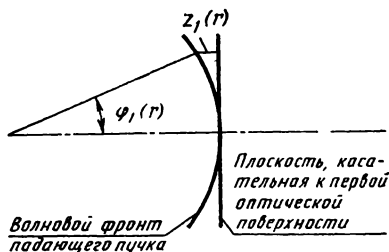


Рис. 29. К определению величины  $z_1(r)$  и  $\varphi_1(r)$

$$E_1(r) = TE_0(r),$$

где  $E_1(r)$  представляется в виде, аналогичном выражению (71)

2 По найденному распределению поля на входе первого компонента находят волновую поверхность (фазовый фронт) падающего на компонент пучка (рис 29)

$$z_1(r) = \frac{\lambda}{2\pi} \arg E_1(r).$$

3 Для нескольких зон (радиусов, высот) находят направление нормалей к волновому фронту. Чем меньше шаг разбиения волнового фронта, тем точнее он воспроизводится полученными нормальными, но при этом увеличивается объем вычислений. Нормали задают углами

$$\varphi_1(r) = \frac{\partial z_1}{\partial r}.$$

4 Принимая, что по этим нормальям распространяются лучи, проводят тригонометрический (традиционный в оптике) расчет хода этих лучей через первый компонент. В результате расчета определяют положение лучей на выходе первого компонента, которые отождествляются с нормальными к волновому фронту пучка за компонентом  $\varphi'_1(r)$ .

5 Находят волновую поверхность на выходе первого компонента с помощью операции

$$z'_1(r) = \int_0^r \varphi'_1(r) dr + C,$$

где постоянная  $C$  определяется из условия  $z(0) = 0$

6 Записывают распределение поля на выходе первого компонента в виде

$$E'_1(r) = |E'_1(r)| \exp[i \arg E'_1(r)],$$

где принимают, что

$$|E'_1(r)| \equiv |E_1(r)|,$$

а

$$\arg E'_1(r) = 2\pi z'_1(r)/\lambda.$$

7 Рассчитывают распределение поля на входе второго компонента

$$E_2(r) = TE'_1(r).$$

Далее расчет повторяют по изложенному выше порядку. В конце расчета определяют величину  $E'_n(r)$  на выходе  $n$ -го (последнего) компонента и с помощью оператора переноса находят амплитудно-фазовое распределение поля в любой заданной плоскости.

Описанный метод расчета является универсальным, строгим, он учитывает реальное действие оптической системы на пучок, т.е. позволяет учесть влияние дифракции и аберраций оптической систе-

мы и волновую природу излучения. Он может быть использован и на стадии проектирования оптических систем, предназначенных для получения заданного распределения излучения. Предварительно выбор оптической системы в этом случае целесообразно осуществить упрощенными способами. К ним можно отнести следующие способы:

- 1) оптическая система выбирается по аналогии с существующими,
- 2) оптическая система выбирается на основании габаритного расчета, который производится без учета дифракций и аберраций. В этом случае лазерный пучок с произвольным амплитудно-фазовым распределением заменяется моделью, для которой способ габаритного расчета известен, или используется метод сопряженных плоскостей (см п 4 гл 2).

Логично предположить, что оптические системы с небольшими значениями аберраций, в обычном понимании этого слова, будут вносить меньшие искажения в формируемый пучок. Поэтому предварительный выбор или габаритный расчет оптической системы целесообразно вести с учетом коррекции аберраций, имеющих существенное значение при решении поставленной задачи. На этой стадии совершается и переход к линзам конечной толщины.

Дальнейший порядок расчета зависит от того, каковы значения ограничения поперечных размеров пучка и аберраций. Например, если степень ограничения гауссова пучка  $a/w > 2$ , то влиянием ограничения можно пренебречь, считая, что пучок сохраняет гауссову форму на выходе из оптической системы. Что касается аберраций, то при значении меньшем, чем  $\lambda/4$ , форма гауссова пучка искажается незначительно. Для пучков с другим распределением интенсивности эти границы могут быть другими. Следует заметить, что если вид распределения неизвестен, то он часто аппроксимируется нормальным законом, для которого справедливы приведенные значения. Если значения аберраций и дифракции меньше указанных, то дифракционными эффектами пренебрегают, а аберрационные искажения, рассчитанные традиционным способом, складывают с соответствующими значениями размера пучка, полученными в параксиальном приближении. Если же аберрации и ограничения выходят за указанные границы, необходимо проводить расчет по изложенным выше методикам.

## **Глава 5**

### **ФОРМИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ И СИСТЕМАМИ**

#### **1. ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАБОТУ ЛАЗЕРНЫХ ПРИБОРОВ**

Известно, что при прохождении через оптическую систему как поляризованного, так и неполяризованного излучения состояние его поляризации меняется. Можно указать на простой пример, когда при преломлении неполяризованного излучения через плоскопараллельную пластинку, установленную под углом Брюстера, прошедшее излучение становится частично поляризованным, а отраженное —

полностью поляризованным. Известно также, что при расчете многих оптических систем, использующих даже поляризованный источник излучения, состояние поляризации излучения не учитывается

Такое положение, с одной стороны, объясняется тем, что в классической оптике расчет поляризации принято связывать с наличием в оптической системе поляризационных элементов, таких как фазовая пластинка или поляризатор (поляроид). С другой стороны, расчет состояния поляризации излучения при взаимодействии его даже с отдельными оптическими элементами оказывается весьма трудоемким и чрезвычайно усложняется при увеличении числа оптических элементов, из которых состоит оптическая система.

Между тем при использовании лазера как источника, обладающего почти полной поляризованностью излучения, учитывать изменение состояния поляризации излучения при прохождении через оптическую систему необходимо. Для оптических систем, предназначенных для получения заданного состояния поляризации, это само собой разумеется. К таким системам относятся, например те, которые применяются в поляриметрии (поляриметры, сахариметры и спектрополяриметры), в системах ориентации и т. д. Но даже в случае использования лазерного источника в системе, не решающей поляризационную задачу, вид поляризации излучения может сыграть определяющую роль. К таким системам относятся интерферометрические приборы (результат интерференции зависит от поляризации интерферирующих пучков), гетеродинные системы приема информации (интерференции принимаемого и опорного пучков).

В некоторых геодезических светодальномерах [30] деполаризующее действие оптических элементов, например отражателей света, является одной из причин появления остаточного (неустраняемого) потока в минимуме освещенности, что снижает точность измерения расстояния. В спектрометрах состояние поляризации влияет на форму спектра. Наконец, в любых оптических системах, независимо от того, важно или не важно там состояние поляризации выходного излучения, оно может оказать существенное влияние на энергетический расчет прибора. Это объясняется тем, что

- 1) коэффициент отражения (пропускания) излучения оптическими элементами зависит от состояния поляризации излучения (см п 5 гл. 6),

- 2) при взаимодействии с оптическими поверхностями происходит деполаризация излучения,

- 3) распределение интенсивности в сфокусированном пятне зависит от угла сходимости лучей и состояния поляризации,

- 4) чувствительность приемников излучения в ряде случаев может зависеть от поляризации излучения.

При выборе вариантов оптической системы предпочтение следует отдавать тому, который содержит наименьшее число деполаризационных элементов. Кроме того, мерой предупреждения появления деполаризации являются правильный выбор исходной плоскости поляризации источника и оптимальная пространственная ориентация оптического элемента. Например, дифракционная решетка должна быть расположена таким образом, чтобы азимут поляризации падающего излучения был равен  $0^\circ$  или  $180^\circ$  относительно направления штрихов решетки.

Для систем, формирующих заданное состояние поляризации, изменение в нужном направлении поляризационных параметров

излучения является назначением системы. Для такой системы важно учесть нежелательные изменения поляризации вдоль оси распространения излучения в поперечном сечении (деполяризация), так как может оказаться, что заданное состояние поляризации получено не по всему поперечному сечению пучка. Неоднородность распределения состояния поляризации в поперечном сечении пучка необходимо учитывать при строгой оценке качества работы всех приборов, использующих поляризованное излучение.

## 2. ФОРМИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ И СРЕДАМИ

**Лазеры.** Известно, что излучение лазеров является поляризованным, но вид и степень поляризации для разных типов лазеров различны.

Как правило, состояние поляризации излучения выпускаемых промышленностью лазеров бывает известно или его нетрудно определить. Например, если в резонаторе лазера использована конструкция с внешними зеркалами, то поляризация излучения линейная, степень поляризации близка к 100 %, а азимут поляризации определяется плоскостью, которая содержит ось резонатора и нормаль к окнам Брюстера. Правда, следует отметить, что на корпусе излучателя лазера отметки о положении плоскости поляризации не делается (очевидно, положение кюветы с окнами Брюстера не точно фиксируется относительно корпуса), поэтому азимут поляризации необходимо определять экспериментально (с помощью поляризатора или поляриметра).

В лазерах с внутренними зеркалами обычно известны вид и степень поляризации, но не всегда известна величина эллиптичности  $b/a$ . В общем случае все три параметра поляризации — азимут  $\alpha$ , эллиптичность  $e = b/a$  и степень поляризации  $P$ , которые необходимы для дальнейших расчетов, определяют экспериментальным путем. Следует заметить, что большинство применяемых на практике лазеров не стабилизировано по поляризации излучения. Например, время стабилизации газового лазера ЛГ-44 составляет 3 ч после начала генерации.

Так как расчет поляризационных параметров проводится для двух взаимно перпендикулярных компонент поляризации, то производится переход от параметров  $a$ ,  $b$  и  $\alpha$  к параметрам  $a_1$ ,  $a_2$  и  $\delta$

$$\delta = \arctg \frac{2ab}{\sin 2\alpha (a^2 - b^2)};$$

$$a_1 = \sqrt{a^2 \cos^2 \alpha + b^2 \sin^2 \alpha};$$

$$a_2 = \sqrt{a^2 \sin^2 \alpha + b^2 \cos^2 \alpha},$$

где  $a_1$  и  $a_2$  — модули взаимно ортогональных комплексных амплитуд,  $\delta$  — разность фаз между ними.

Для обратного перехода используют формулы

$$\alpha = \frac{\arctg \left[ \frac{2a_1 a_2}{a_1^2 - a_2^2} \cos \delta \right]}{2};$$

$$a = \sqrt{\frac{a_1^2 + a_2^2}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{a_1^4 + 2a_1^2 a_2^2 \cos 2\delta + a_2^4}};$$

$$b = \sqrt{\frac{a_1^2 + a_2^2}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{a_1^4 + 2a_1^2 a_2^2 \cos 2\delta + a_2^4}}.$$

**Фазовые пластинки и поляризаторы.** Эти элементы предназначены для активного влияния на состояние поляризации излучения. Влияние этих элементов на естественный и поляризованный свет хорошо известно и описывается в большинстве руководств по физической оптике. Подробно изучены способы получения различных состояний поляризации из естественного света, а также влияние некоторых оптических элементов, например плоскопараллельных пластинок, на изменение состояния поляризации прошедшего через них света. Для всех поляризационных элементов известны поляризационные матрицы, с помощью которых расчеты существенно упрощаются [11]. Приведем лишь часто встречающиеся соотношения.

Интенсивность пропущенного линейным поляризатором света с линейной поляризацией описывается функцией

$$I = a^2 \cos^2 \alpha.$$

Фазовая пластинка вызывает сдвиг фаз

$$\delta n = \frac{2\pi}{\lambda} (n'' - n') h,$$

где  $(n'' - n')$  — разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей,  $h$  — толщина пластинки.

Если на пути анализируемого света стоят фазовая пластинка и поляризатор, то при независимом вращении последних интенсивность на выходе будет описываться функцией

$$I = E^2 \left[ \cos^2 \chi - \sin 2\alpha \sin 2(\alpha - \chi) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right], \quad (72)$$

где  $\alpha$  — азимут падающего излучения,  $\chi$  — угол между плоскостью поляризатора и вектором электромагнитного поля  $E$ .

В формуле (72) первое слагаемое описывает действие поляризатора на пучок линейно-поляризованного света, а второе — действие фазовой пластинки. Обычно потерями на поглощение в материале пластинки и поляризатора пренебрегают.

**Границы раздела двух сред и покрытия.** На границе раздела двух сред возникают отраженные и преломленные волны.

Достаточно подробно и всесторонне отражение и преломление гармонической волны, а также энергетические соотношения этих явлений исследованы в литературе [5]. Основным выводом из этих исследований является зависимость азимута поляризации  $\alpha_r$  отраженного и  $\alpha_t$  прошедшего через границу раздела излучения от азимута поляризации  $\alpha_i$  и угла падения  $\epsilon_i$  падающего излучения. Азимут поляризации отраженного или преломленного излучения зависит также от оптических свойств среды. Изменение азимута описывается формулами, вытекающими из формулы Френеля для отражения

$$\operatorname{tg} \alpha_r = - \frac{\cos (\varepsilon_i - \varepsilon_t)}{\cos (\varepsilon_i + \varepsilon_t)} \operatorname{tg} \alpha_i \quad (73)$$

для преломления

$$\operatorname{tg} \alpha_t = \cos (\varepsilon_i - \varepsilon_t) \operatorname{tg} \alpha_i,$$

где  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_t$  — углы падения и преломления в данной точке границы раздела

В обоих случаях линейно поляризованный свет остается линейно поляризованным, однако плоскость поляризации поворачивается, поворота не происходит только тогда, когда одна из компонент в падающей волне равна нулю

Относительно фаз можно сказать, что так как  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_t$  вещественны (случай полного внутреннего отражения исключен), то тригонометрические функции, стоящие в правой части уравнений (73), также вещественны. Поэтому фаза каждой компоненты отраженной и преломленной волн либо не отличается от фазы соответствующей компоненты падающей волны либо отличается от нее на  $\pi$ . В случае отражения от диэлектрической поверхности изменение фазы в зависимости от  $\varepsilon_i$  имеет вид

$$\begin{aligned} \delta_{\perp} &= -\pi \text{ при } \varepsilon_{\text{Бр}} < \varepsilon_i < \varepsilon_{\text{Бр}}; \\ \delta_{\parallel} &= \begin{cases} -\pi & \text{при } \varepsilon_i < \varepsilon_{\text{Бр}}; \\ 0 & \text{при } \varepsilon_i > \varepsilon_{\text{Бр}}; \end{cases} \\ \delta = \delta_{\parallel} - \delta_{\perp} &= \begin{cases} 0 & \text{при } \varepsilon_i < \varepsilon_{\text{Бр}}; \\ \pi & \text{при } \varepsilon_i > \varepsilon_{\text{Бр}}. \end{cases} \end{aligned}$$

Рассмотрим случай полного внутреннего отражения. Он реализуется, когда свет распространяется из оптически более плотной среды с показателем преломления  $n$  в среду менее плотную, показатель преломления которой примем за единицу, при условии, что угол падения  $\varepsilon_i$  превышает критическое значение

$$\varepsilon_{\text{кр}} = \arcsin \frac{1}{n}.$$

При полном внутреннем отражении взаимно перпендикулярные компоненты падающего излучения испытывают разные скачки фаз, поэтому линейно поляризованный свет становится эллиптически поляризованным. Разность фаз определяется выражением

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \varepsilon_i \sqrt{\sin^2 \varepsilon_i - 1/n^2}}{\sin^2 \varepsilon_i}.$$

При полном внутреннем отражении разность фаз принимает значения, отличные от  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . Этим свойством можно воспользоваться для получения света с необходимым эллипсом поляризации. Известно устройство (ромб Френеля), которое с помощью двух отражений превращает линейно поляризованный свет в поляризованный по кругу.

Зная аналитические или графические зависимости поворота азимута при одном отражении, т. е. функции  $\alpha_r = f(\alpha_i)$ ,  $\alpha_r = f(\varepsilon_i)$ , а также сдвиг фаз при полном внутреннем отражении  $\delta = f(\varepsilon_i)$ , мож-

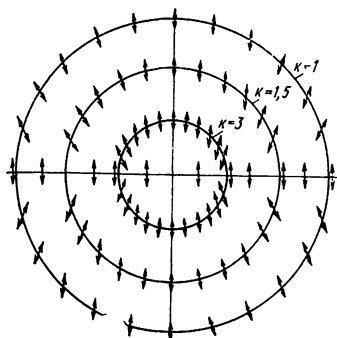


Рис. 30. Распределение состояний поляризации за линзой с радиусами  $r_1=40,09$  мм,  $r_2=69,5$  мм из стекла К8 в зависимости от диафрагменного числа  $K=1, 1,5; 3$  для падающего линейно поляризованного излучения с  $\alpha_i=90^\circ$

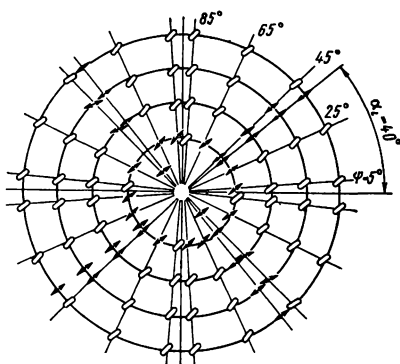


Рис. 31. Распределение состояния поляризации излучения, отраженного от сферического зеркала, покрытого алюминием, с  $r=100$  мм,  $D=173$  мм для падающего линейно поляризованного света с  $\alpha_i=40^\circ$

но определить действие различных оптических деталей на формирование состояния поляризации прошедшего через них излучения

Влияние многослойных покрытий на поляризованный свет рассмотрено в большом числе отдельных статей

**Линзы.** Рассмотрим, как меняется состояние поляризации излучения, прошедшего через линзу, имеющую непросветленные поверхности. Так как состояние поляризации прошедшего через оптическую поверхность излучения зависит от угла падения, то можно ожидать, что на выходе линзы однородность поляризационных параметров входного излучения нарушается [27].

В качестве математического аппарата для расчета влияния кривизны преломляющей поверхности линзы можно использовать аналитический метод. Использование этого метода для вычисления состояния поляризации излучения, прошедшего через линзу, обусловлено тем, что он сравнительно легко позволяет записать алгоритм расчета на уровне инженерной методики. Расчет сводится к вычислению пространственного распределения углов падения в каждой точке входной линзовой поверхности и трансформации этих углов через линзу. С помощью формул аналитической геометрии в пространстве и классического метода расчета поляризационных параметров можно вывести формулу, описывающую изменение азимута падающего излучения в результате прохождения через преломляющую поверхность. На рис. 30 показано, как после прохождения через линзу меняется азимут линейно-поляризованного света с вертикальным азимутом падающего излучения, параллельного оптической оси.

Из анализа результатов расчета видно, что

изменение состояния поляризации увеличивается от центра к краю линзы;

наибольшие изменения поляризации наблюдаются при  $\psi_1 = \alpha_{i1} \pm \pi/4$ , где  $\psi_1$  — угол поворота плоскости, проходящей через

ось линзы и точку падения луча, отсчитываемый от положительного направления горизонтальной оси против часовой стрелки, индекс 1 относится к первой поверхности линзы;

для  $\psi_1 = 0^\circ$  и  $90^\circ$  поляризация падающего пучка остается неизменной;

изменение азимута  $\alpha_{i2}$  обратно пропорционально диафрагменному числу. Линзы с одинаковыми относительными отверстиями, но с различными фокусными расстояниями формируют подобные распределения  $\alpha_{i2}$ , отличающиеся только масштабом

Ниже приведены численные значения  $\alpha_{i\max}$  в зависимости от диафрагменного числа  $K$

$K$ . . . . .	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
$\alpha_{i\max}^0$ . . . . .	11,3	1,09	0,34	0,2	0,125
Продолжение					
$K$ . . . . .	6,0	7,0	8,0	9,0	10,0
$\alpha_{i\max}^0$ . . . . .	0,085	0,06	0,047	0,037	0,03

**Сферические зеркала.** Поляризационные свойства сферических зеркал в основном зависят от вида покрытия зеркала

Отражающие покрытия характеризуются комплексным значением диэлектрической проницаемости. Для наиболее часто используемых в качестве отражающих покрытий серебра и алюминия, испаренных в вакууме, имеем

$$n_{Al} = 1,44; \quad \kappa_{Al} = 3,63;$$

$$n_{Ag} = 0,2; \quad \kappa_{Ag} = 17,2$$

Состояния поляризации излучения после отражения от зеркала для случая, когда излучение выходит из фокуса зеркала, представлены на рис 31. На основе расчетных данных можно сделать следующие выводы

распределение поляризационных параметров по поверхности зеркала имеет осевую симметрию относительно двух взаимно перпендикулярных направлений;

линейная поляризация сохраняется в двух взаимно перпендикулярных направлениях, соответствующих  $\psi_l = \alpha_i$  и  $\psi_l = \alpha_i + \frac{\pi}{2}$ ,

в других точках она становится эллиптической;

максимальное значение  $\alpha_i$  достигается в сечениях, повернутых относительно  $\psi_l$  на  $\pi/4$ ;

с увеличением радиуса кривизны зеркала  $R$  (соответственно с увеличением  $f'$ ) при  $D = \text{const}$  эллиптичность  $e_{\max}$  уменьшается, для сферического зеркала выполняется принцип обратимости лучей, выходящих из фокуса и собирающихся в фокусе;

состояние поляризации изменяется гораздо сильнее на зеркалах с алюминированным покрытием, чем на зеркалах с серебряным покрытием. Так, для зеркала, покрытого алюминием, с фокусным расстоянием 700 мм сдвиг фаз на краю зеркала достигает  $7,6^\circ$ , при этом полуоси эллипса поляризации равны  $a = 0,831$ ,  $b = 0,055$ ,  $e = 0,066$ , а для такого же серебряного зеркала эллиптичность не

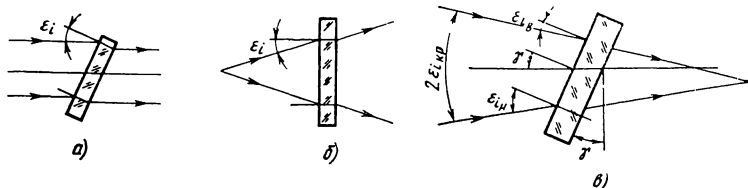


Рис. 32. Схемы прохождения излучения через плоскопараллельную пластинку

превышает 0,005. Для серебряных зеркал с  $f' > 50$  мм и  $K > 2$  эллиптичность отраженного излучения пренебрежимо мала.

**Плоскопараллельные пластинки (ППП).** Изменение состояния поляризации излучения, прошедшего через ППП, зависит от их установки. Для случая работы ППП, показанного на рис 32, а, если падающий луч поляризован линейно с азимутом  $\alpha_{i1}$ , азимут линейно поляризованного излучения за пластинкой  $\alpha_{t2}$  можно вычислить по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha_{t2} = \cos^2 (\varepsilon_i - \varepsilon_t) \operatorname{tg} \alpha_{i1},$$

где  $\varepsilon_t$  — угол преломления луча в материале ППП.

Для случая, изображенного на рис 32, б, зависимости азимута поляризации  $\alpha_{t2}$  вышедшего из ППП излучения при изменении азимута падающего излучения в пределах  $-80^\circ < \alpha_i < +80^\circ$  при  $\varepsilon_i = \text{const}$  для трех марок стекол показывают, что наибольшее изменение азимута поляризации  $\alpha_{t2}$  (в зависимости от материала ППП) наблюдается для  $\varepsilon_i$ , близких к  $45^\circ$ , так для  $\varepsilon_i = 55^\circ$  различие в  $\alpha_{t2}$  достигает 10% ( $\alpha_i = 40^\circ$ ).

На рис. 33 представлены результаты расчета азимута поляризации прошедшего через пластинку излучения в случае, когда она установлена под углом  $\gamma$  к падающему излучению (рис 32, в). Выбранные материалы ППП с показателями преломления 1,514; 1,609 и 1,749 соответствуют маркам стекол К8, Ф1 и ТФ5. Как следует из рис. 33, наиболее сильное изменение  $\alpha_t$  наблюдается для  $\alpha_i$ , близких к  $45^\circ$ . Зависимость  $\alpha_t$  от материала пластинки не существенна до значений углов  $|\varepsilon_t| < 40^\circ$ .

**Плоские зеркала.** Поляризационные свойства плоских зеркал зависят от вида покрытия и угла падения.

При падении на плоское зеркало линейно поляризованного излучения отраженное излучение в общем случае становится эллиптически поляризованным (рис. 34). Состояние поляризации не меняется только при азимутах поляризации падающего излучения  $\alpha_i = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Эллиптичность достигает максимальной величины 0,92 для алюминированного и 0,65 для зеркала, покрытого серебром, соответственно при углах падения  $76^\circ$  и  $90^\circ$ .

**Отражательные призмы [26].** Существует много типов отражательных призм, и рассмотреть все не представляется возможным. На рис 35 показано несколько типов наиболее употребительных призм. На рис 36, 37 показаны графики зависимости  $e = f(\varepsilon_i)$  для прямоугольной призмы  $AP-90^\circ$  с металлизированной внутренней гранью. Линейно поляризованный свет, падающий на входную грань, остается после преломления на первой поверхности призмы также линейно поляризованным; на второй грани в результате от-

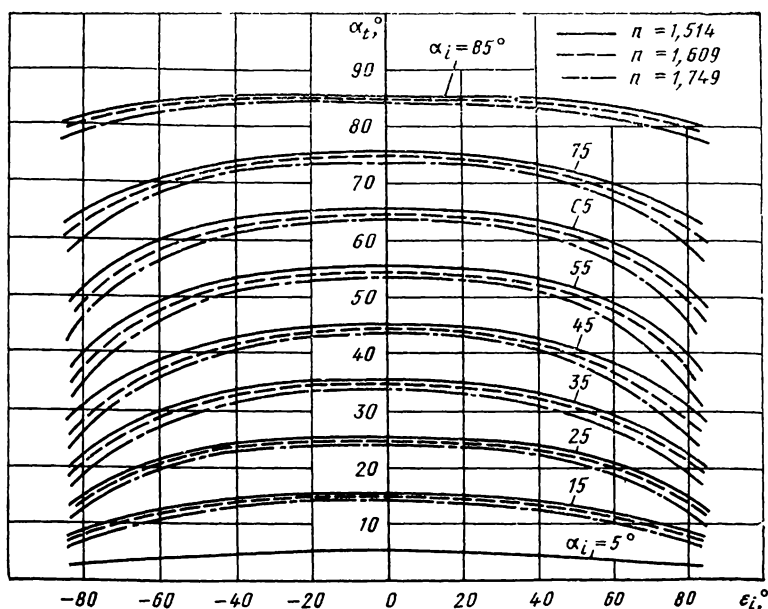


Рис. 33. Зависимость  $\alpha_t = f(\epsilon_i)$  для излучения, прошедшего через плоскопараллельную пластинку, для различных значений азимута падающего света и марок стекол

ражения от металлизированной поверхности он становится эллиптически поляризованным, на третьей грани происходит поворот эллипса без изменения разности фаз. Наибольшие искажения поляризации излучения призмой  $AP-90^\circ$  происходят при  $\alpha_i = 45^\circ$ , при  $\alpha_i = 90^\circ$  и  $0^\circ$  поляризация не меняется. Для призмы, отражающая грань которой посеребрена, резкие отклонения  $\alpha_t$  от азимута поляризации падающего излучения  $\alpha_i$  наблюдаются только при  $\epsilon_i > \pm 70^\circ$ . Для призмы с алюминированным покрытием азимуты  $\alpha_t$  и  $\alpha_i$  практически совпадают при углах падения  $\epsilon_i < \pm 20^\circ$ . Характер изменения состояния поляризации незначительно зависит от материала призмы, но существенно меняется при изменении вида металлизации рабочей грани призмы.

Результаты расчета поляризационных параметров выходного излучения для призмы  $BP-180^\circ$  (без покрытия) приведены на рис. 38. Из графиков следует, что при азимуте  $\alpha_i = 45^\circ$  свет из линейно поляризованного ( $e=0$ ) становится почти кругло поляризованным ( $e=0,75$ ). По сравнению с призмой  $AP-90^\circ$  призма  $BP-180^\circ$  вносит более сильные изменения в линейно поляризованный свет. На рис. 39 показаны поляризационные параметры излучения, прошедшего через призму  $BP-180^\circ$  с алюминированными гранями. В отличие от призмы  $AP-90^\circ$ , зависимости  $(a, b, e, \alpha_t) = f(\epsilon_i)$  имеют симметричный характер относительно  $\epsilon_i = 0^\circ$ . Для

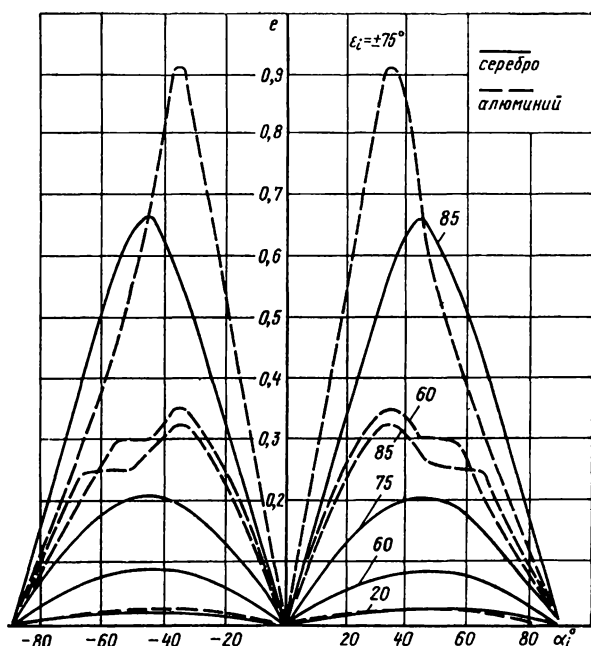


Рис. 34. Зависимость эллиптичности  $e$  отраженного плоским зеркалом излучения от азимута падающего линейно поляризованного излучения  $\alpha_i$  при различных углах падения и двух видов металлизации зеркала

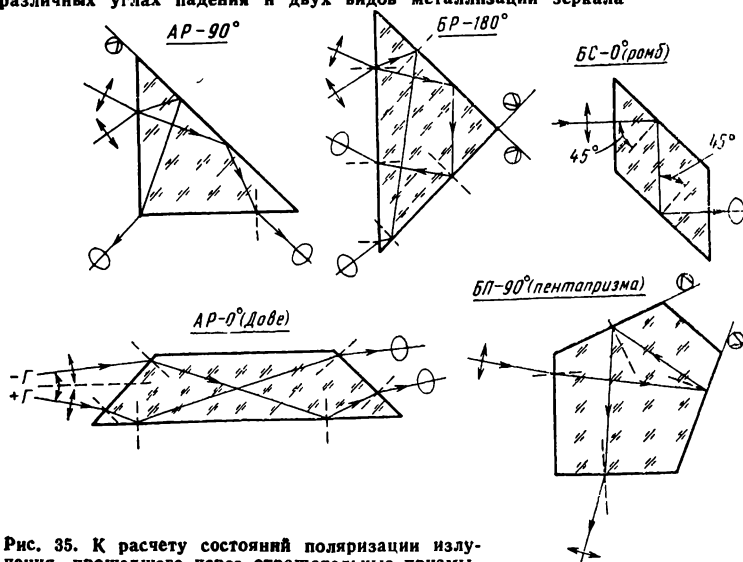


Рис. 35. К расчету состояний поляризации излучения, прошедшего через отражательные призмы

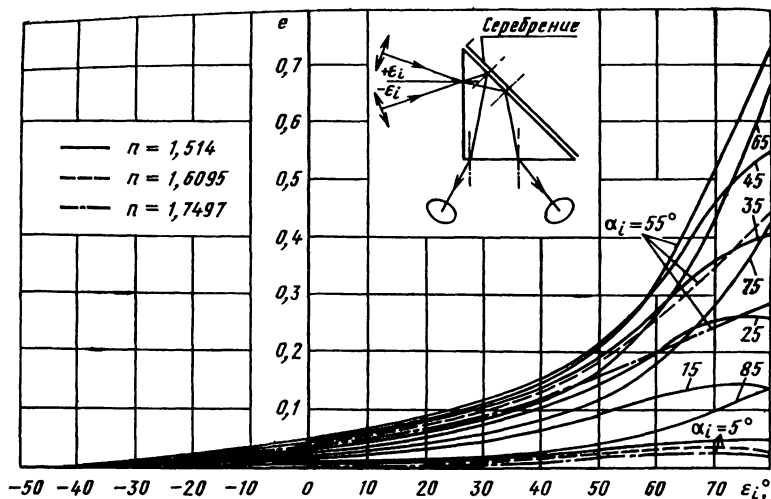


Рис. 36. Зависимость эллиптичности  $e$  от угла падения  $\epsilon_i$  излучения на входную грань призмы  $AP-90^\circ$  с отражающей гранью, покрытой серебром, для  $\alpha_i = \text{var}$

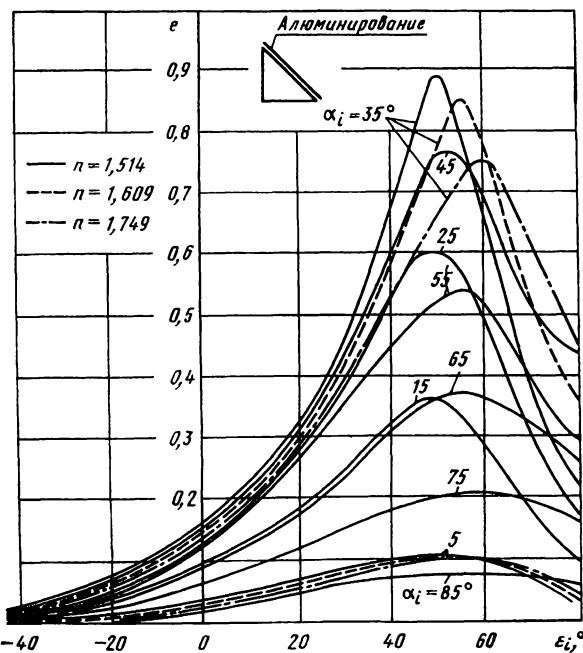


Рис. 37. Зависимость эллиптичности  $e$  от угла падения  $\epsilon_i$  излучения на входную грань призмы  $AP-90^\circ$  с отражающей гранью, покрытой алюминием, для  $\alpha_i = \text{var}$

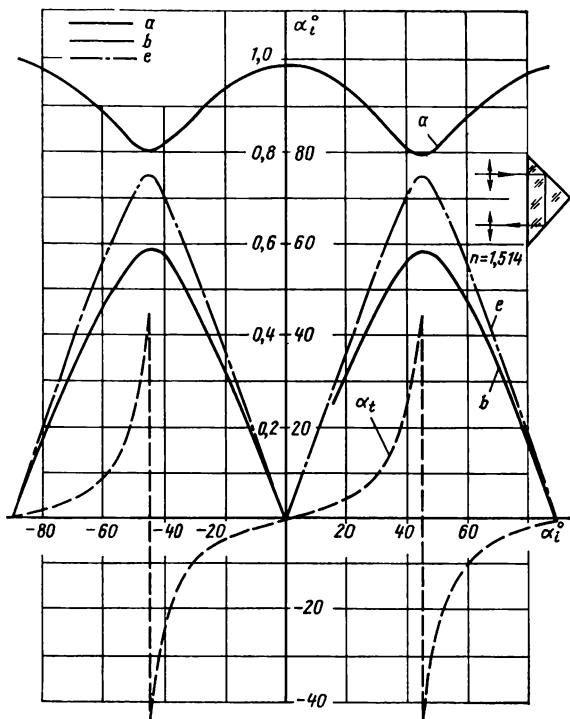


Рис. 38. Зависимость поляризационных параметров излучения, прошедшего через призму БР-180°, от азимута поляризации при нормальном падении излучения на входную грань

призмы с серебряными гранями эллиптичность прошедшего через призму излучения (при  $e=0$  в падающем излучении) не превышает 0,2 до углов падения  $\varepsilon_i < 45^\circ$ , затем начинается быстрое увеличение эллиптичности. Призма БС —  $0^\circ$  (ромб) оказывает на линейно поляризованный свет действие, аналогичное действию двоякопреломляющей призмы БР —  $180^\circ$ , с тем различием, что эллипс поляризации меняет направление вращения на противоположное.

В призме АР —  $0^\circ$  (Дове) пучок света претерпевает два преломления, при которых происходит поворот азимута поляризации, а между ними происходит полное отражение со сдвигом фаз  $\delta = 25,16^\circ$ . На рис 40, 41 представлены графики поляризационных параметров излучения, прошедшего через призму Дове. Призма не меняет состояния поляризации излучения при углах азимута  $\alpha_i = 0^\circ$  и  $90^\circ$ , хотя значения модулей амплитуд прошедшего излучения при этом несколько отличаются друг от друга. Графики несимметричны относительно угла  $\alpha_i = 45^\circ$  и угла падения относительно оптической оси (оси вращения) призмы  $\Gamma = 0^\circ$ . Наблюдается существенная зависимость выходных параметров от материала призмы.

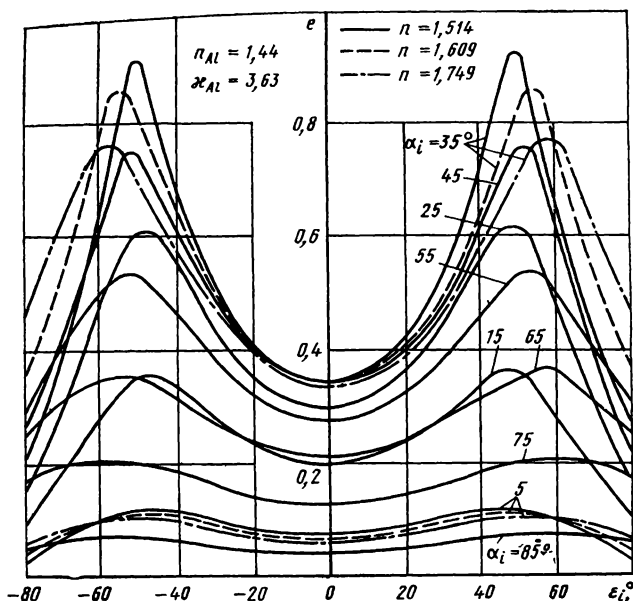


Рис. 39. Зависимость эллиптичности излучения, прошедшего через призму БР-180°, покрытую алюминием, от угла падения

Призма БП — 90° (пентапризма) практически не меняет поляризацию падающего на нее поляризованного излучения, за исключением небольшого уменьшения модулей амплитуд за счет поглощения в металле. Особенностью пентапризмы, как и призмы БР — 180°, является осевая симметрия выходных поляризационных параметров. Для призмы с алюминированным покрытием значение  $e$  достигает 0,36 для  $\epsilon_i = +67^\circ$ , в то время как для призмы с серебряными гранями максимальное значение  $e$  не превышает 0,1. Наименьшее значение  $e$  соответствует углу падения  $\epsilon_i = 0^\circ$ .

**Тетраэдрический призмный (уголковый) отражатель** (рис. 42). При использовании уголкового отражателя необходимо учитывать его поляризационные свойства. Свойства уголкового отражателя, в том числе и поляризационные, описаны в работе [37], основные выводы из которой кратко изложены ниже. Рассмотрим случай только нормального (по отношению к входной грани) падения. На рис. 43 приведены зависимости азимута поляризации и эллиптичности  $\tan \beta = \pm b/a$  отраженного света от азимута поляризации  $\alpha_i$  падающего света. Кривая 1 соответствует последовательному отражению световых лучей от граней 3, 1, 2, кривая 2 — от граней 1, 2, 3, кривая 3 — от граней 2, 3, 1. Для всех трех граней азимут поляризации отраженного света и азимут падающего излучения представляет собой угол, образуемый электрическим вектором волны с плоскостью, в которой лежат вектор  $z$  и нормаль к входной грани, и отсчитываемый от этой

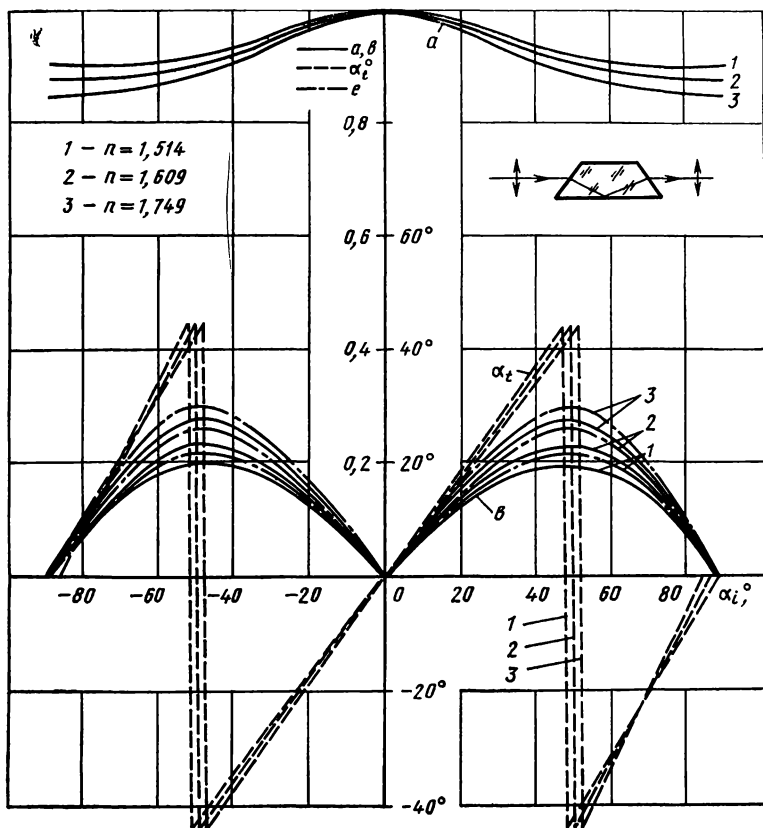


Рис. 40. Зависимость поляризационных параметров излучения, прошедшего через призму Дове, от азимута нормально падающего линейно поляризованного излучения

плоскости по часовой стрелке (рис 42). Для последовательности отражений 2, 1, 3, 3, 2, 1 и 1, 3, 2 кривые зависимости азимута поляризации и эллиптичности отраженного света получаются из соответствующих кривых 1, 2, 3 при отсчете угла  $\alpha_i$  в обратном направлении, т. е. от 180 до 0°. Расчет и экспериментальная проверка поляризационных свойств тетраэдрической призмы полного внутреннего отражения, представленных на рис. 43, были проведены для материала с показателем преломления 1,517.

Из графиков, приведенных на рис 43, видно, что если на угловой отражатель нормально к входной грани падает линейно поляризованное излучение, состояние поляризации отраженного излучения имеет сложный характер. При определенном азимуте поляризации падающего излучения в выходном излучении наблюдаются три участка с разными азимутами и эллиптичностью. При

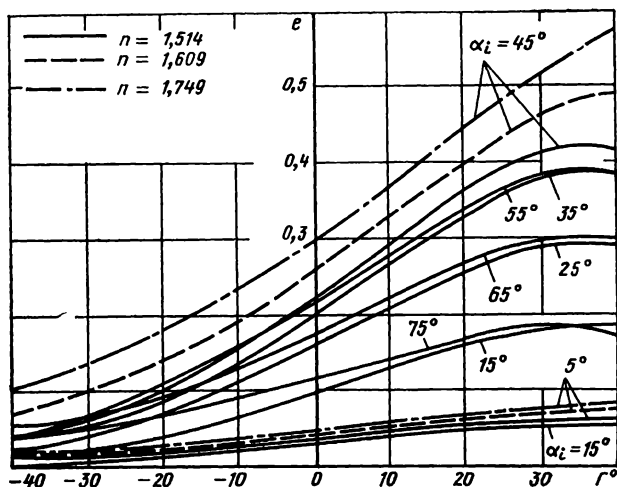


Рис. 41. Зависимость эллиптичности  $\epsilon$  излучения, прошедшего через призму Дове, от угла падения  $\Gamma$  относительно оси вращения призмы

изменении азимута поляризации падающего излучения наблюдают поворот азимута поляризации на всех участках и периодическое изменение эллиптичности отраженной волны. Причем участкам с наибольшей крутизной изменения азимута поляризации отраженного излучения соответствует меньшая эллиптичность, чем участкам с меньшей крутизной.

У призмных отражателей имеются два состояния, для которых азимут и форма поляризации отраженной световой волны остаются тождественными азимуту и форме поляризации падающей волны. Такие состояния поляризации отражателя называются собственными. Они отмечены на рис. 43, а буквами  $A, A', B, B', C, C'$ . Собственные состояния поляризации отражателя, как видно из рис. 43, б, не совпадают с состояниями, которым соответствует минимальная эллиптичность отраженного света.

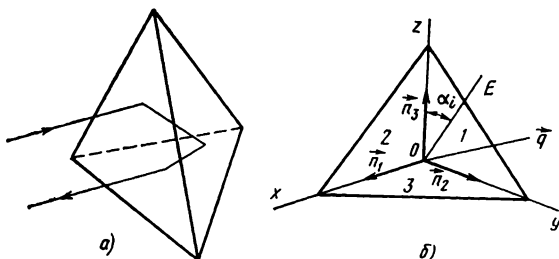


Рис. 42. Угловой отражатель (а) и расположение отражающих граней (б) отражателя

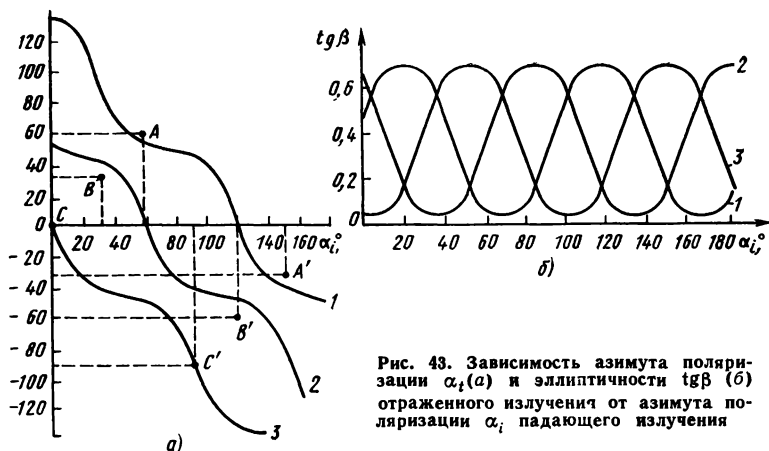


Рис. 43. Зависимость азимута поляризации  $\alpha_t$  (а) и эллиптичности  $\text{tg} \beta$  (б) отраженного излучения от азимута поляризации  $\alpha_i$  падающего излучения

Представляют интерес условия, при которых в излучении, отраженном от углового отражателя, можно получить линейную или круговую поляризацию. Можно показать, что отраженный свет будет поляризован по кругу только в том случае, если призмный отражатель сделан из стекла с показателем преломления  $n=1,765$  и на него падает излучение с линейной поляризацией, азимут которого  $\alpha_i = -28^\circ 25'$ . Что касается линейной поляризации отраженного излучения, то при определенном азимуте падающего света она имеет место у всех призмных отражателей, показатель преломления которых лежит в диапазоне  $n=1,25 \div 2,0$ .

Если один из отражающих секторов призмного отражателя осветить пучком, поляризованным по кругу, то для  $n=1,765$  отраженный свет будет иметь линейную поляризацию, его азимут равен  $1^\circ 52'$  для левой круговой поляризации и отличается на  $90^\circ$  от указанного значения для состояния с правой поляризацией.

Таким образом, призмный отражатель сложным образом меняет состояние поляризации падающего на него излучения. Поэтому в некоторых системах целесообразно использовать зеркально-линзовые отражатели, которые практически не изменяют поляризации излучения. Нежелательные поляризационные эффекты, вносимые призмным отражателем, можно исключить путем нанесения покрытий на отражающие грани, которые уменьшают фазовые сдвиги компонент волны при отражении. Можно также подбирать форму поляризации, испытывающую наименьшие изменения, с помощью поляризационных элементов. Кстати, металлизация граней углового отражателя изменяет и вид дифракционной картины в отраженном излучении. Дифракционная картина от углового отражателя с полным внутренним отражением не соответствует дифракции Фраунгофера, а имеет сложный вид. При металлизации граней алюминием, серебром или золотом получается классическое распределение Эйри, соответствующее дифракции на экране с круглым отверстием, диаметр которого равен диаметру действующего отверстия отражателя [10].

По приведенным в данном параграфе расчетным и экспериментальным данным можно сделать следующие выводы.

Изменение состояния поляризации при прохождении излучения через оптическую систему зависит от материала оптических деталей, кривизны их отражающих и преломляющих поверхностей, ориентации относительно падающего излучения и материала покрытий. Минимальным деполяризующим действием обладают зеркала с серебряным покрытием и линзы из стекла с небольшим показателем преломления. При углах падения менее  $15^\circ$  зеркала с серебряным покрытием практически не меняют азимута поляризации падающего излучения, а возникающая эллиптичность не превышает 1%. Призмленные отражатели, особенно основанные на явлении полного внутреннего отражения, почти полностью деполяризуют излучение.

При прохождении однородного линейно поляризованного излучения через линзу конечной толщины излучение остается линейно поляризованным, но однородность состояния поляризации по азимуту нарушается. В двух диаметрально противоположных направлениях, соответствующих азимуту падающего излучения и азимуту, повернутому на  $\pi/2$ , вышедшее излучение имеет те же параметры, что и падающее. Для линз с большим относительным отверстием изменение состояния поляризации достигает  $10^\circ$ ; для линз с диафрагменным числом  $K > 4$  изменения азимута менее  $10'$  могут не учитываться.

Характер изменения состояния поляризации на сферических зеркалах сходен с тем, который наблюдается на линзах, но отраженное излучение становится неоднородным не только по азимуту, но и по эллиптичности.

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

При расчете поляризационных параметров оптической системы могут встретиться следующие случаи:

1. Оптическая система спроектирована, требуется определить состояние поляризации на выходе из системы, если известна поляризация входного излучения (источника).

2. Оптическая система спроектирована, требуется получить заданное состояние поляризации на выходе из системы, меняя поляризацию входного излучения и оптические характеристики материалов (вид покрытия зеркал, число слоев и т. п.).

3. Требуется спроектировать оптическую систему с заданным состоянием поляризации на выходе.

Теоретически во всех случаях задача решается с помощью классического или матричного метода. Поляризационные матрицы отдельных оптических элементов либо рассчитывают, либо определяют экспериментально. Если с помощью математического аппарата можно проследить за изменением состояния поляризации при переходе из одного оптического элемента к другому, то на основе такого расчета можно правильно выбрать характеристики формирующей оптической системы.

Если задача оказывается слишком сложной, то ее можно упростить, устанавливая в соответствующих плоскостях оптической системы поляризационные элементы. Так как за поляризационным

элементом состояние поляризации известно, то матрица всей оптической системы для этого элемента заменяется известной матрицей поляризационного элемента. Например, если в оптической системе любой сложности установить на выходе линейный поляризатор, то выходное излучение будет иметь линейную поляризацию независимо от того, какие бы сложные изменения состояния поляризации не происходили внутри системы. Конечно, это грубое решение задачи или даже отказ от решения, и такой путь может сопровождаться значительными потерями энергии, но в ряде случаев его приходится применять.

Поскольку состояние поляризации зависит от таких факторов, которые не всегда достаточно точно бывают известны, то при проектировании системы необходимо предусматривать экспериментальный контроль поляризационных параметров.

Обобщенную методику (методика предложена Н. Ф. Максимова) расчета поляризационных параметров излучения, прошедшего через оптическую систему, можно представить следующим образом. Рассмотрим оптическую систему, состоящую из  $N$  оптических элементов, каждый из которых имеет  $M$  поверхностей раздела двух сред. Пусть на первый элемент оптической системы падает расходящийся пучок эллиптически поляризованного излучения с известными параметрами азимутом  $\alpha_i$  и эллиптичностью  $e = b/a$ , где  $a$  и  $b$  — полуоси эллипса поляризации. Расходимость пучка характеризуется углом  $\varepsilon_i$ .

Введем операторы, соответствующие трем основным факторам, характеризующим процесс изменения состояния поляризации: оператор  $\Phi$ , описывающий изменение модулей взаимно ортогональных компонент,  $P$ , характеризующий возникновение дополнительной разности фаз между компонентами без изменения их модулей, и оператор  $D_{\alpha, \delta}$ , соответствующий совместному действию двух первых факторов. Кроме того, необходимо учесть взаимно обратный переход от собственных параметров эллипса поляризации  $a, b, \alpha$  к ортогональным компонентам  $a_1, a_2$  и разности фаз  $\delta$ . Обозначим эти операторы через  $\overline{EK}$  и  $\overline{K\mathcal{E}}$ . Тогда в общем виде расчет состояния поляризации в оптической системе заключается в вычислении следующих выражений:

$$1. \quad a_1, a_2, \delta = \overline{EK}(a, b, \alpha);$$

$$2. \quad a'_{1,2} = \prod_{j=1}^M \Phi_{1,2}^I(\varepsilon_{ij}) D_{a_{1,2}}^I(\varepsilon_{ij}) \dots$$

$$\dots \prod_{j=1}^M \Phi_{1,2}^{N-1} D_{a_{1,2}}^{N-1}(\varepsilon_{ij}) \prod_{j=1}^M \Phi_{1,2}^N D_{a_{1,2}}^N(\varepsilon_{ij}) a_{1,2};$$

$$3. \quad \delta' = \sum_{j=1}^M [P^I(\varepsilon_{ij}) + D_{\delta}^I(\varepsilon_{ij})] + \dots +$$

$$+ \dots \sum_{j=1}^M [P^{N-1}(\varepsilon_{ij}) + D_{\delta}^{N-1}(\varepsilon_{ij})] + \sum_{j=1}^M [P^N(\varepsilon_{ij}) + D_{\delta}^N(\varepsilon_{ij})];$$

$$4 \quad a', b', \alpha' = K\mathcal{E}(a_1', a_2', \delta'),$$

где без штриха обозначены параметры излучения, падающего на первый элемент оптической системы, а со штрихом — параметры излучения на выходе из оптической системы

## Глава 6

# ВЫБОР И РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

## 1. ФОКУСИРОВАНИЕ (КОНЦЕНТРАЦИЯ) ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим фокусирование идеального гауссова пучка, т. е. пучка, который не ограничивается компонентами оптической системы, а оптическая система, в свою очередь, не имеет aberrаций. Формирование идеального гауссова пучка может быть получено в скалярном волновом приближении из теории конфокального резонатора. Влияние ограничений и aberrаций на параметры сфокусированного пучка было рассмотрено в п. 2 гл. 4, где задача фокусирования решалась с помощью линзовых компонентов.

Лазерный пучок имеет минимальный размер в плоскости перетяжки. Поэтому задача фокусирования заключается в получении за оптической системой перетяжки минимального размера. Очевидно, что в плоскости перетяжки будет наблюдаться и наибольшая концентрация (плотность энергии или мощности) излучения.

Из выражения (14) следует, что для реализации перетяжки с малым размером  $\omega_0'$  необходимо добиваться минимального значения конфокального параметра  $R_3'$  трансформированного пучка. Получение пучка с минимальным значением  $R_3'$  зависит не только от параметров оптической системы, но и от величины конфокального параметра  $R_3$  исходного пучка или конфокального параметра резонатора лазера. Из соотношения (30) следует, что при заданных  $d$  и  $f'$  качественная зависимость  $R_3'$  от  $R_3$  имеет вид, показанный на рис. 44, а. Если фокусное расстояние оптической системы и расстояние между оптической системой и лазером выбраны,

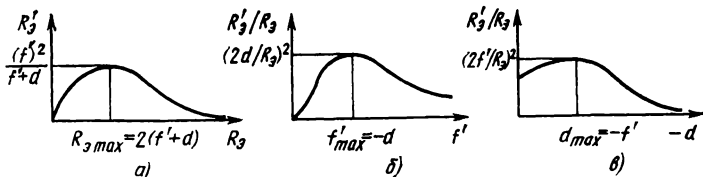
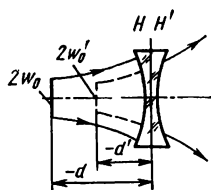


Рис. 44. Качественные зависимости в лазерном пучке:

$$a - R_3' \text{ от } R_3; \quad б - R_3'/R_3 \text{ от } f'; \quad в - R_3'/R_3 \text{ от } -d$$

**Рис. 45. Преобразование пучка лазера отрицательной линзой**



для получения минимального значения  $R'$  необходимо, чтобы значение  $R_0$  как можно больше отличалось от значения  $2(f'+d)$  в ту или другую сторону. Однако меньшие по сравнению с  $2(f'+d)$  значения конфокальных параметров резонаторов, как правило, в лазерах не реализуются, а при больших значениях  $R_0$  возрастает критичность резонатора к разъюстировке.

Из выражения (31) следует, что для фокусирования необходимо выбирать оптический компонент с положительным фокусным расстоянием. При отрицательном  $f'$  перетяжка преобразованного пучка располагается слева от оптической системы, а это может быть только в том случае, если перетяжка мнимая. Пучок за отрицательным компонентом расходится (рис. 45).

Из выражения (30) следует, что фокусное расстояние должно быть небольшим, т. е. компонент должен быть короткофокусным. Качественная зависимость  $R'_0/R_0$  от  $f'$  показана на рис. 44, б. Чем меньше фокусное расстояние компонента, тем меньше можно получить размер сфокусированного пятна.

Однако при уменьшении фокусного расстояния увеличивается относительное отверстие оптической системы. Это связано с двумя факторами, отрицательно сказывающимися на получении минимального пятна. Во-первых, с ростом относительного отверстия увеличиваются aberrации. Во-вторых, при больших относительных отверстиях наблюдается большой угол сходимости лучей на плоскость фокусировки. При этом возможны отклонения от результатов, предсказанных скалярной теорией. Скалярная волновая теория применима для систем с относительным отверстием меньшим, чем 1.4. При применении высокоапертурной оптической системы необходимо учитывать электромагнитный характер световой волны в терминах электрических и магнитных полей с поперечной поляризацией. Когда лучи сходятся под большим углом, появляется продольная составляющая электрической и магнитной компоненты поля. Другими словами, при больших относительных отверстиях возникает проблема изображения сферической поверхности (волны) на плоскости. Эта задача в данной книге не рассматривается.

Размер перетяжки зависит также от расстояния между оптическим компонентом и лазером (рис. 44, в). Размер перетяжки преобразованного пучка тем меньше, чем больше расстояние между оптической системой и плоскостью перетяжки исходного пучка. Однако необходимо учитывать, что, как это следует из выражения (30), заметное уменьшение величины  $R'_0$  реализуется лишь при очень больших  $d$ . При этом увеличиваются габариты системы и растет относительное отверстие компонента. К сказанному следует добавить, что для получения минимального размера сфокусированного пятна необходимо, кроме минимизации конфокального параметра пучка, при прочих равных условиях, использовать лазер с минимальной длиной волны излучения.

Распределение плотности мощности сфокусированного пучка вблизи плоскости перетяжки можно описать формулой

$$M(u, v) = \frac{M_0}{(1+u)^2} \exp \left[ -\frac{v^2}{1+u^2} \right],$$

где  $M_0$  — плотность мощности излучения в центре перетяжки;  $u$  и  $v$  — безразмерные параметры, которые связаны с действительными параметрами  $r$  и  $z$  соотношениями

$$u = kz/4f^2;$$

$$v = kr/2f,$$

где  $f = \sqrt{2} k\omega_0/4$ ;  $z$  — продольная координата, отсчитываемая от плоскости перетяжки;  $k=2\pi/\lambda$  — волновое число;  $r$  — поперечная координата;  $\omega_0$  — размер сфокусированной перетяжки

В плоскости перетяжки ( $u=0$ ) плотность излучения

$$M(v) = M_0 e^{-v^2},$$

а на оптической оси ( $v=0$ )

$$M(u) = \frac{M_0}{1+u^2}.$$

В точке на оси ( $u=0, v=0$ )

$$M = M_0 = \frac{2\Phi}{\pi\omega_0^2}.$$

В плоскости перетяжки кружок радиусом  $v=1$  содержит 63% общей энергии, а кружок радиусом 1,5 — 80%. Любой из этих критериев может быть использован как условленный «размер пятна» или «дифракционный предел». Вдоль оси интенсивность падает наполовину при  $u=1$  и  $u=-1$ . Это можно использовать при определении глубины фокуса. Вблизи фокальной точки линии равной интенсивности представляют собой окружности, а затем вытягиваются в эллипсы, что видно из разложения формул для  $M(v)$  и  $M(u)$  в ряды Тейлора.

$$M(u) \sim 1 - u^2 + u^4 - u^6 + \dots;$$

$$M(v) \sim 1 - v^2 + \frac{v^4}{2} - \frac{v^6}{6} + \dots$$

Остановимся теперь на определении положения перетяжки за фокусирующим компонентом. Как уже указывалось (п. 3 гл. 2), перетяжка преобразованного пучка не является в обычном смысле слова изображением перетяжки исходного пучка. Поэтому при определении положения перетяжки за оптической системой следует пользоваться формулой (31), а не соотношениями геометрической оптики для сопряженных величин. Из формулы (31) следует, что  $d'$  зависит от положения перетяжки исходного пучка, фокусного расстояния оптической системы и конфокального параметра исходного пучка.

Иногда бывает необходимо знать, какие предельные положения может занимать плоскость перетяжки сфокусированного пучка в зависимости от параметров исходного пучка и фокусного расстояния оптической системы. Решая выражение (31) относительно  $d'$ , получим

$$d' = f' - \frac{4(f')^2(f' + d)}{4(f' + d) + R_3^2}. \quad (74)$$

Для определения экстремальных значений  $d$  можно воспользоваться известным правилом нахождения производной, приравняв ее нулю, так как функция (74) удовлетворяет условиям Дирихле. Таким образом,

$$\frac{\partial d'}{\partial d} = \frac{4(f')^2[4(f' + d)^2 - R_3^2]}{[4(f' + d)^2 + R_3^2]^2},$$

откуда получим, что экстремальные значения  $d$  равны

$$d_1 = -f' - R_3/2; \quad d_2 = -f' + R_3/2,$$

причем при  $d_1$  имеет место максимум функции  $d'$ , а при  $d_2$  — минимум этой функции. Соответствующие этим значениям  $d$  экстремальные значения  $d'$  равны.

$$d'_1 = f' + (f')^2/R_3; \quad d'_2 = f' - (f')^2/R_3. \quad (75)$$

При изменении  $d$  от  $+\infty$  до  $-\infty$  величина  $d'$  изменяется на  $\Delta d' = 2(f')^2/R_3$ .

Если  $R_3/2 > f'$ , то экстремальному значению  $d_2$  соответствует положительное значение, что практически невыполнимо, если исходный пучок выходит непосредственно из лазера. В этом случае при изменении  $d$  от 0 до  $-\infty$  величина  $d'$  меняется от  $f' + (f')^2/R_3$  до значения, соответствующего  $d=0$ .

Интересно отметить, что так как у большинства лазеров значение конфокального параметра составляет несколько сотен миллиметров, а фокусирующий компонент короткофокусный, то при любом смещении лазера относительно оптической системы смещение перетяжки преобразованного пучка очень мало. Например, при использовании газового лазера с  $R_3=500$  мм и линзы с фокусным расстоянием  $f'=10$  мм оно не превышает 0,2 мм.

Однако, когда речь идет о трансформированном пучке, то  $R_3$  может достигать очень небольших значений. Тогда небольшие смещения перетяжки пучка относительно последующего компонента могут привести к значительным смещениям перетяжки преобразованного пучка. Кроме того, так как в этом случае  $R_3 \ll f'$ , легко получить как действительную перетяжку, так и мнимую, т.е. сделать пучок на выходе из оптической системы сходящимся или расходящимся при небольших смещениях выходного компонента относительно перетяжки.

Иногда требуется определить размер пятна не в плоскости перетяжки преобразованного пучка, а в фокальной плоскости компонента. Ранее (п. 3 гл. 2) уже отмечалось свойство линзы, благодаря которому в фокальной плоскости линзы наблюдается картина, соответствующая дальней зоне падающего на линзу пучка. Исходя из этого свойства, следует отметить, что размер (диаметр) пятна в задней фокальной плоскости линзы (компонента)  $2w' = \theta f'$ , где  $\theta$  — полный (двойной) угол, соответствующий расходимости исходного пучка.

В работе [39] с помощью геометрикооптической модели лазерного пучка решена задача пропускания максимально возможной части энергии через малое отверстие, а в работе [33] получено выра-

жение для распределения интенсивности света гауссова пучка вблизи фокуса безаберрационной линзы

Таким образом, выбор оптической системы для фокусирования лазерного пучка определяется несколькими противоречивыми факторами. Однако можно дать несколько рекомендаций и предложить следующий порядок выбора и расчета фокусирующей оптической системы

1 Задаться относительным отверстием  $D/f'$  оптического компонента. При этом надо иметь в виду, что чем больше относительное отверстие, тем меньшим может быть выбрано фокусное расстояние компонента. С другой стороны, увеличение относительного отверстия приводит к увеличению aberrаций и увеличению размера пятна. Коррекция aberrаций приводит к усложнению компонента (увеличению числа линз), что сопровождается увеличением потерь энергии при прохождении через компонент. Кроме того, увеличение относительного отверстия сопровождается появлением продольных составляющих векторов поля и искажением состояния поляризации по сечению пучка (см п 3, гл 5), что вызывает изменение плотности энергии в сфокусированном пятне. Исходя из вышесказанного, рекомендуем выбирать относительное отверстие не более чем  $1/4$ .

2 Выбрать положение компонента относительно перетяжки фокусируемого пучка (лазера). Как правило, расстояние между оптической системой и лазером должно быть как можно меньше, так как в этом случае меньше размер пучка в плоскости компонента, а следовательно, при выбранном относительном отверстии меньше фокусное расстояние компонента. Кроме того, при этом уменьшаются габариты установки.

3. Рассчитать по формуле (15) диаметр пучка в плоскости фокусирующего компонента. Определить световой диаметр компонента, умножив диаметр пучка на 2,2. При этом можно будет пренебречь увеличением сфокусированного пятна за счет дифракционных явлений и воспользоваться простыми формулами для расчета размера пятна.

4 Найти фокусное расстояние фокусирующего компонента как световой диаметр компонента, деленный на выбранное относительное отверстие.

5 Рассчитать по формуле (30) конфокальный параметр сфокусированного пучка, а затем по формуле (14) — размер пятна в плоскости перетяжки.

6 Определить по формуле (31) положение плоскости перетяжки за фокусирующим компонентом.

7 Провести aberrационный анализ системы, из которого определить фактический размер пятна. Если фокусирование проводится с целью получения определенного распределения плотности энергии в пятне, то следует учитывать, что влияние aberrаций скажется не только на увеличении размера пятна, но и на перераспределении энергии в нем.

При фокусировании лазерного излучения с помощью одного компонента сфокусированное пятно расположено вблизи самого компонента, так как фокусное расстояние его невелико, а перетяжка находится вблизи фокальной плоскости. Поэтому с помощью одного компонента нельзя сфокусировать лазерный пучок на сравнительно большом расстоянии от оптической системы.

Задачу можно решить с помощью двухкомпонентной системы [18] Первый компонент выбирают из условия получения за ним минимально возможного значения конфокального параметра  $R_{\Sigma 1}$  Выбор этого компонента осуществляется поэтому так же, как и при фокусировании одним компонентом, но в этом случае он может быть и отрицательным Второй компонент должен быть длиннофокусным и положительным Его фокусное расстояние  $f_2'$  и положение относительно перетяжки, образованной первым компонентом ( $-d_2$ ), должны быть такими, чтобы выполнялось неравенство

$$(R_{\Sigma 1}/2f_2')^2 \ll (1 + d_2/f_2')^2 \quad (76)$$

В этом случае формулы (30) и (31) по отношению ко второму компоненту могут быть записаны в виде

$$R_{\Sigma 2} = R_{\Sigma 2}/(1 + d_2/f_2')^2; \quad (77)$$

$$1 - d_2'/f_2' = 1/(1 + d_2/f_2') ; \quad (78)$$

где  $R_{\Sigma 2} = R_{\Sigma 1}$

Если выбрать  $d_2 = -(1 + m)f_2'$ , где  $m$  — небольшая положительная величина, близкая к нулю, то

$$d_2' = [(1 + m)/m]f_2' \gg f_2',$$

т.е. перетяжка сфокусированного пучка будет находиться на расстоянии от оптической системы, значительно превышающем фокусное расстояние второго компонента Правда, величина  $R_{\Sigma 2}'$  при этом будет в  $1/m^2$  больше, чем  $R_{\Sigma 1}'$ , а размер перетяжки в  $1/m$  раз больше размера перетяжки за первым компонентом Другими словами, во сколько раз расстояние до плоскости фокусирования превышает фокусное расстояние второго компонента, во столько раз увеличивается размер пятна, сфокусированного первым компонентом Однако, если с помощью первого компонента получить достаточно малый размер пятна, то и искомый размер пятна будет достаточно мал Например, излучение основной моды лазера с  $\lambda = 0,5$  мкм и  $R_0 = 2000$  мм можно сфокусировать на расстоянии 200 м в пятно с размером 2 мм при помощи двухкомпонентной оптической системы с  $f_1' = -5$  мм и  $f_2' = 200$  мм (При этом не учитываются дифракционное и абберационное увеличения размера пятна) Выражения для расчета размера пятна, сфокусированного на заданное расстояние, приведены в работе [20], а в работе [21] изложены требования к оптической системе, формирующей пучок лазера с оптимальными параметрами

Нетрудно видеть, что формула (78) совпадает с формулой Гаусса, а формула (77) — с формулой для увеличения оптической системы, если перетяжки перед и за вторым компонентом рассматривать как предмет и его изображение соответственно Действительно, при принятых условиях «кривизной» лазерных лучей можно пренебречь и пользоваться формулами геометрической

тики В работе [39] задача фокусировки одномодового излучения лазера решена с помощью геометрооптической модели лазерного пучка в виде лучевого пакета

## 2. КОЛЛИМАЦИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Под коллимацией понимают уменьшение расходимости собственно пучка излучения лазера. Чтобы уменьшить естественную расходимость лазерного пучка, необходимо преобразовать его таким образом, чтобы коллимированный пучок характеризовался большим значением конфокального параметра или размера перетяжки [см формулу (21)]. Эту задачу можно решить двумя способами. Первое решение заключается в том, что некоторый оптический компонент надо расположить на таком расстоянии от лазера, чтобы размер пучка в плоскости этого компонента за счет естественной расходимости пучка достиг необходимого размера перетяжки в коллимированном пучке. Выбирая фокусное расстояние этого компонента равным радиусу кривизны волнового фронта пучка, падающего на компонент, мы получим в плоскости компонента перетяжку нужного размера, а за компонентом будем иметь пучок заданной расходимости.

Второй способ состоит в том, что перетяжка лазерного пучка располагается в фокальной плоскости некоторого оптического компонента, а его фокусное расстояние выбирают таким, чтобы частное от деления размера перетяжки на фокусное расстояние равнялось заданной расходимости. Нетрудно показать на конкретных примерах, что при осуществлении обоих способов необходимо иметь оптические компоненты с большими фокусными расстояниями и устанавливать их на значительном расстоянии от лазера (обычно несколько метров).

Размеры коллимирующей системы (первый способ) можно резко уменьшить, используя два компонента. С помощью первого компонента получают пучок с возможно меньшей величиной перетяжки. Так как расходимость его будет велика, то необходимый размер пучка за перетяжкой будет достигнут на значительно меньшем расстоянии, где и следует расположить второй компонент. Фокусное расстояние второго компонента должно быть равно радиусу кривизны волнового фронта пучка, падающего на второй компонент, т. е.

$$f'_2 = -d_2 (1 + R'_{s1}/4d_2^2),$$

где  $d_2$  — расстояние от второго компонента до перетяжки, образованной первым компонентом;  $R'_{s1}$  — конфокальный параметр пучка за первым (перед вторым) компонентом.

Если исходить из другого способа, то второй компонент должен иметь фокусное расстояние  $f'_2 = -d_2$ . Практически оба значения  $f'_2$  совпадают между собой, так как обычно для коллимации необходимо иметь  $R'_{s1}/4d_2^2 \ll 1$ . Если последнее условие выполняется, то выбор варианта определяется удобством расчета.

Таким образом, коллимирующая оптическая система представляет собой двухкомпонентную систему. Задача первого компонента аналогична задаче фокусирования пучка, и выбор парамет-

ров первого компонента осуществляется рассмотренным выше порядком (см п 1 гл 6) В коллимирующей системе первый компонент может быть сделан как положительным, так и отрицательным Второй компонент должен быть положительным, длиннофокусным, и чем больше фокусное расстояние, тем меньше расходимость коллимированного пучка Можно предложить следующий порядок выбора и расчета коллимирующей оптической системы

1. Задаться относительным отверстием первого компонента  $D_1/f'_1$ . Выбор относительного отверстия осуществляется так же, как в п 1 гл 6.

2 Исходя из возможностей изготовления компонента и коррекции его аберраций выбрать тип компонента — положительный или отрицательный.

3 Выбрать положение первого компонента относительно перетяжки пучка лазера Выбор осуществляется аналогично выбору, указанному в п 1 гл 6

4 Рассчитать по формуле (15) размер пучка в плоскости первого компонента и определить его фокусное расстояние (см п 1 гл 6).

5 Рассчитать по формуле (30) конфокальный параметр пучка за первым компонентом  $R'_{s1}$ , а затем по формуле (14) — размер пятна в плоскости перетяжки  $w'_{01}$ .

6 Рассчитать по формуле (31) положение плоскости перетяжки относительно первого компонента  $d_1$

7 Определить фокусное расстояние второго компонента

$$f'_2 = \frac{w'_{01}}{\theta'_2},$$

где  $w'_{01}$  — размер пятна в перетяжке за первым компонентом;

$\theta'_2$  — заданная расходимость коллимированного пучка

8 Определить диаметр второго компонента, считая его относительное отверстие равным относительному отверстию первого компонента

$$D_2 = f'_2 \frac{D_1}{f'_1}.$$

9 Найти расстояние между первым и вторым компонентами.

$$L = d'_1 + f'_2.$$

10 Произвести аберрационный анализ коллимирующей системы (см п 1 гл 4).

Коллимирующая оптическая система напоминает телескопическую, а при  $d'_1 = f'_1$  полностью с ней совпадает Пользуясь свойством фокальной плоскости линзы моделировать дальнюю зону формируемого ею пучка, можно легко показать, что увеличение телескопической системы для лазерного пучка совпадает с увеличением в обычном смысле, т е

$$\gamma_{\text{л}} = \Gamma_{\text{т}} = \frac{f_1'}{f_2'} = \frac{\theta_2'}{\theta_{\text{л}}} = \frac{\omega_{\text{л}}}{\omega_{02}'},$$

где  $\theta_{\text{л}}$ ,  $\omega_{\text{л}}$  — расходимость и размер перетяжки пучка лазера,  $\theta_2'$ ,  $\omega_{02}'$  — расходимость и размер перетяжки коллимированного пучка

Расчет телескопической системы зависит от параметров пучка, которые необходимо получить на выходе оптической системы [21]. Действие телескопической (афокальной) системы не зависит от расстояния между лазером и первым компонентом системы, так как размер пятна в совмещенных фокальных плоскостях компонентов будет оставаться неизменным при изменении этого расстояния. В табл. 6П приложения в качестве примера даны параметры телескопической системы для коллимации лазерного излучения с увеличением 0,05, исправленной на сферическую aberrацию при диаметре пучка лазера 3 мм

Однако увеличение двухкомпонентной оптической (квazитеlescopeической) системы для лазерного пучка можно сделать меньше, чем увеличение телескопической системы. Для того чтобы показать это, выведем формулу для углового увеличения двухкомпонентной оптической системы. Применяя последовательно выражение (32) к первому, а затем ко второму компоненту и принимая  $x_2 = x_1' - \Delta$ , где  $\Delta$  — оптический интервал, т. е. расстояние между задней фокальной плоскостью первого компонента и передней фокальной плоскостью второго компонента, можно получить

$$R_{92}' = \frac{4 (f_2')^2 AR_{91}}{4 (x_1 + \Delta A)^2 + R_{91}^2},$$

где

$$A = \left( \frac{x_1}{f_1'} \right)^2 + \left( \frac{R_{91}}{2f_1'} \right)^2.$$

Таким образом,

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \frac{1}{\beta_{\text{л}}^2} = \frac{4 (x_1 + \Delta A)^2 + R_{91}^2}{4 (f_2')^2 A}.$$

Если перетяжка пучка, сформированного первым компонентом, совпадает с фокальной плоскостью второго компонента, то  $x_2 = 0$  и

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \left( \frac{f_1'}{f_2'} \right)^2 \frac{R_{91}^2}{4x_1^2 + R_{91}^2},$$

т. е.

$$\gamma_{\text{л}}^2 = \Gamma_{\text{т}}^2 R_{91}^2 / (4x_1^2 + R_{91}^2).$$

Таким образом, чем больше величина  $x_1$ , тем меньше  $\gamma_d$  по сравнению с  $\Gamma_r$ . Однако при увеличении  $x_1$  (а следовательно, и  $d_1$ ) увеличивается размер пятна на первом компоненте, что нежелательно из-за необходимости увеличения либо фокусного расстояния, либо относительного отверстия первого компонента

Как следует из изложенного материала, достижение малых расходимостей связано с необходимостью иметь большие размеры перетяжки коллимированного пучка, а значит, и большие размеры выходного компонента. Расчет расходимости по приведенным выше формулам возможен только при условии, что диаметр оправы выходного компонента (выходного зрачка) более чем в 2,2 раза превышает диаметр пучка. Если степень ограничения пучка диафрагмой круглой формы меньше 2,2 или если пучок ограничивается диафрагмой кольцевой формы, выбор и расчет коллимирующей системы следует проводить по другой методике.

Как было показано в п. 2 гл. 3, при ограничении параметры диаграммы направленности зависят от амплитудно-фазового распределения поля на выходном компоненте. Поэтому, если параметры диаграммы направленности заданы, то прежде всего надо найти распределение поля, обеспечивающее требуемую диаграмму направленности. Следующей задачей является согласование этого распределения с распределением поля источника-лазера. При этом обычно ставится задача обеспечить минимум потерь энергии в коллимирующей системе за счет дифракции, экранирования и ограничения. Исходя из сказанного выше, можно предложить следующую методику выбора и расчета оптической системы

#### **Этап I.**

**1. Определение степени ограничения лазерного пучка выходным компонентом.** Выбор степени ограничения должен обеспечить минимум энергетических потерь и близкие к максимальным значения коэффициента усиления и коэффициента направленного действия при заданных размерах пучка или размерах диафрагмы (оправы выходного компонента). Значения  $a_2/w$  при заданном диаметре выходного компонента  $2a_2$  и коэффициенте экранирования  $b$ , при которых достигается максимальное значение коэффициента усиления, выбирают с помощью формул (51) и (52). Если экранирование пучка контрзеркалом отсутствует (круглая диафрагма), то  $b$  принимают равным нулю

**2. Определение границы дальней зоны.** Для выбранной степени ограничения расстояние, соответствующее дальней зоне, определяют из условия  $z > z_{\text{фр}}$ , где  $z_{\text{фр}}$  находят из выражения для  $u_2$  и таблицы (п. 4 гл. 3)

**3. Определение дифракционных коэффициентов по заданному уровню снижения интенсивности.** Коэффициенты дифракции находят из п. 2 гл. 3. Для диафрагмы кольцевой формы они определяются с помощью графиков (см. рис. 21). Найденные значения коэффициентов соответствуют выбранному и обусловленному уровню снижения интенсивности в диаграмме направленности. При необходимости определения дифракционных коэффициентов по произвольному уровню снижения интенсивности это может быть сделано расчетами на ЭВМ по алгоритму (46). Приравняв  $I(v) = mI(0)$ , где  $m$  соответствует заданному уровню снижения интенсивности, получим  $\kappa_d = v$ . Расчет  $I(v)$  можно провести по приближенной формуле (42)

**4. Расчет доли полной энергии и коэффициентов дифракции по заданному уровню содержания энергии.** Долю полной энергии в пучке, соответствующую коэффициентам дифракции, определенным по заданному уровню снижения интенсивности, для выбранной в п. 1 степени ограничения находят из п. 2 гл. 3. Значения коэффициентов дифракции, определенных из условия содержания 86% энергии, находят из цифровых данных на стр. 58. Напомним, что оценка параметров пучка по уровню содержания 86% энергии имеет смысл только при  $a/w \geq 0,8$ .

Коэффициенты дифракции по заданному уровню содержания энергии определяют с помощью табл. 1.

Если требуется определить долю полной энергии, соответствующую коэффициенту дифракции, не указанному в табл. 1, или определить коэффициенты дифракции по произвольному уровню содержания энергии, то их можно рассчитать методом численного интегрирования на ЭВМ по алгоритмам (44) и (47). При этом должно выполняться условие

$$\frac{\Delta(\kappa_d)}{\Delta(\infty)} 100 = n\%,$$

где  $\Delta(\infty)$  — полная энергия излучения в дальней зоне;  $n$  — заданный уровень содержания энергии.

**5. Расчет расходимости и энергии пучка.** Расходимость определяют с помощью выражения (43) для выбранного (заданного) коэффициента дифракции. При степени ограничения менее 0,2 коэффициент дифракции по первому лепестку диаграммы направленности  $\kappa_d = 1,22$ , соответствующая ему доля энергии  $\Delta = 83,8\%$ . При необходимости определения  $\kappa_d$  по произвольному уровню распределения энергии расчеты проводят по формуле Эйри. При степени ограничения более 2,2 расчет параметров диаграммы направленности производят по формулам для неограниченного пучка. Например, для уровня содержания энергии 86%

$$\theta = \lambda / \pi \omega_0,$$

где  $\omega_0$  — размер перетяжки лазерного пучка за выходным компонентом.

**6. Коррекция выбранной степени ограничения.** а Если полученная расходимость превышает заданную, то следует увеличить размер лазерного пучка в плоскости выходного компонента и тем самым уменьшить степень ограничения. При этом расходимость уменьшится, но увеличатся потери и уменьшится коэффициент усиления. Энергетические потери при изменении степени ограничения оценивают с помощью формул (51), (52).

б Если полученная расходимость меньше заданной, то следует уменьшить размер лазерного пучка на выходном компоненте, что позволит снизить требования к качеству оптической системы или уменьшить размер выходного компонента. При этом необходимо принимать во внимание рост энергетических потерь вследствие экранирования. Минимальный диаметр выходного компонента, при котором достигается необходимая расходимость, определяют из условия

$$2a_2 \geq \kappa_d \lambda / \pi \theta$$

**7. Определение допустимых aberrаций.** Допустимые aberrации определяют в зависимости от возможного уровня энергетических потерь. Общий уровень энергетических потерь в оптической системе должен учитывать все факторы, и снижение основных энергетических параметров диаграммы направленности из-за aberrаций не должно увеличивать этот уровень. Для проверки этого условия необходимо найти значение коэффициента усиления и коэффициента направленного действия при наличии aberrаций и сравнить их с соответствующими значениями при отсутствии последних. Значения aberrаций, при которых снижение энергетических параметров не превышает допустимого уровня, и будут представлять собой искомые величины.

**8. Расчет расходимости пучка при наличии aberrаций.** Значения коэффициентов дифракции  $\kappa_d$  для конкретной степени ограничения при наличии aberrаций определяют по формуле

$$\kappa_{d\lambda} = \kappa_d + \Delta_\lambda,$$

где  $\kappa_d$  определяется с помощью табл. на стр. 41,  $\Delta_\lambda$  — aberrационная поправка.

Для значений  $\kappa_{d \ 1/2}$  при aberrациях, равных  $\lambda/4$ ,  $\Delta_\lambda = 0,05$ , а при aberrациях, равных  $\lambda/2$ ,  $\Delta_\lambda = 0,4$ . Соответствующие значения для  $\kappa_{d \ 0,5}$  равны 0,12 и 0,8—0,9. Для значений  $\kappa_{d \ 0}$  введение aberrационных поправок не имеет смысла, так как исчезает резкая граница между центральным и боковым лепестком диаграммы направленности. Определение  $\Delta_\lambda$  для степени ограничения  $a/w = 1$  можно выполнить с помощью графиков, приведенных на рис. 26, 27. Расчет коэффициентов дифракции для произвольных величины и вида aberrаций может быть произведен по алгоритму (69). После определения коэффициентов дифракции расчет расходимости пучка производят по формуле (43), справедливой для дальней зоны.

**9. Расчет энергетической расходимости.** Изменение энергетической расходимости при наличии кривизны поля рассчитывают с помощью данных табл. 4, а при сферической aberrации — табл. 5.

Значение абсолютной доли энергии в пучке с заданной расходимостью можно найти в % следующим образом

$$B = A(100 - C),$$

где  $A$  определяется из табл. 1, а  $C$  — из табл. 4 и 5. Для произвольных значений  $\kappa_d$  расчет доли полной энергии выполняют методом численного интегрирования по алгоритму (70), и, наоборот, значения  $\kappa_d$  для заданной доли энергии определяют по той же формуле (70) с учетом выполнения условия для заданного уровня содержания энергии. После определения  $\kappa_d$  энергетическую расходимость лазерного пучка в дальней зоне рассчитывают по формуле (43).

**10. Коррекция амплитудного распределения при наличии aberrаций.** Если при наличии aberrаций требуемые энергетическая расходимость и минимум энергетических потерь не обеспечиваются, то необходимо

а) изменить диаметр лазерного пучка в плоскости выходного компонента. При этом следует учитывать, что уменьшение расходимости за счет роста виньетирования возможно при aberrациях не более  $\lambda/4$ . При более высоком уровне aberrаций рост виньетирования вызывает обратный эффект за счет повышения критичности

параметров диаграммы направленности к распределению фазы на выходном компоненте,

б) провести расчет параметров согласно пунктам 7—9 данной методики. Повторить выбор диаметра лазерного пучка до тех пор, пока значения выходных параметров в пунктах 7—9 не будут удовлетворять заданным;

в) в случае необходимости провести коррекцию аберраций до значений, которые обеспечивают заданные выходные параметры пучка при выбранных размере лазерного пучка и диаметре выходного компонента

### Этап II.

На втором этапе рассчитывают оптическую систему, с помощью которой в плоскости выходного компонента достигается выбранное амплитудно-фазовое распределение поля.

#### 1. Определение увеличения оптической системы.

а) рассчитать параметры исходного лазерного пучка

$$\omega_0 = \sqrt{\lambda R_z / (2\pi)},$$

где  $R_z$  — конфокальный параметр резонатора лазера.

б) определить требуемое увеличение

$$\gamma = \omega_0 / \omega_{\text{вых}},$$

где  $\omega_{\text{вых}}$  — размер пучка в плоскости выходного компонента, определенный по результатам этапа I

2. Выбор оптической системы. Как было показано выше, для увеличения размера лазерного пучка (уменьшения расходимости) следует использовать двухкомпонентную коллимирующую систему.

## 3. ИЗМЕНЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Задача расчета оптических систем с изменяющейся диаграммой направленности встречается при проектировании систем передачи информации и локации, когда предварительный поиск объекта ведется при широкой диаграмме направленности, чтобы сократить время поиска или обойтись без сканирования узким полем, а после обнаружения объекта диаграмма сужается до значения, обусловленного дифракционной расходимостью пучка, точностью стабилизации оси диаграммы в пространстве или точностью слежения за объектом

Наиболее подходящим средством для решения этой задачи является двухкомпонентная оптическая система. Как было показано в п. 2 гл. 6, с помощью двухкомпонентной оптической системы коллимирующего типа расходимость исходного пучка лазера можно уменьшить до минимально возможного значения, определяемого дифракцией на выходном компоненте. Естественно, что изменение расстояния между компонентами должно приводить к увеличению расходимости выходного пучка. В работе [18] выведена формула для эквивалентного конфокального параметра выходного пучка в двухкомпонентной оптической системе, состоящей из первого короткофокусного (обращенного к лазеру) компонента и второго (выходного) длиннофокусного компонента

$$R'_{s2} = \frac{4XR_{\text{э лаз}} (f'_2)^2}{4(X\Delta - f'_1 - d_1)^2 + R_{\text{э лаз}}^2},$$

где  $\Delta = f'_1 + f'_2 - L$  — расстояние между фокальными плоскостями  $F'_1$  и  $F_2$  компонентов, причем  $\Delta$  имеет положительный знак, когда точка  $F_2$  расположена левее  $F'_1$ , т. е. когда компоненты сближаются друг с другом, двигаясь из исходного положения при  $\Delta=0$ , и наоборот,  $L$  — расстояние между компонентами (считаем их тонкими);

$$X = (1 + d_1/f'_1)^2 + (R_{\text{э л}}/f'_1)^2;$$

$d_1$  — расстояние от первого компонента до перетяжки исходного пучка,  $R_{\text{э л}}$  — конфокальный параметр пучка лазера

Анализ формулы для  $R'_{s2}$  показывает, что при выбранном значении  $f'_2$  и  $d_1 = -f'_1$  максимальная величина  $R'_{s2}$ , а следовательно, минимальная расходимость пучка на выходе системы достигается при  $\Delta=0$ , т. е. при использовании телескопической системы. Если  $-d \neq f'_1$ , то минимальная расходимость при  $\Delta = (f'_1 + d_1)/X$ .

При изменении значения  $\Delta$  расходимость будет увеличиваться. Причем целесообразно иметь положительное значение  $\Delta$ , т. е. увеличивать расходимость за счет сближения компонентов, так как в этом случае будет отсутствовать виньетирование пучка вторым компонентом. Величину расходимости при заданном  $\Delta$  можно найти из формулы  $\theta'_2 = \sqrt{2\lambda/\pi R'_{s2}}$ .

Определить расходимость выходного пучка можно из других соображений. Очевидно, что при сближении компонентов будет меняться размер пучка в передней фокальной плоскости второго компонента. Поэтому искомая расходимость будет меняться в соответствии с зависимостью

$$\theta'_2 = \omega_{f_2}/f'_2.$$

С помощью двухкомпонентной оптической системы при изменении расстояния между компонентами можно менять расходимость от минимальной (дифракционной) величины до значения большего, чем расходимость на выходе лазера. Изменение расстояния между компонентами можно осуществить за счет движения как первого, так и второго компонента. При движении второго компонента из положения, когда перетяжка преобразованного первым компонентом пучка располагалась в фокальной плоскости второго компонента, расходимость выходного пучка будет изменяться по закону

$$\theta'_2 = \frac{\omega'_{01} \sqrt{1 + 4z^2/(R'_{s1})^2}}{f'_2}. \quad (79)$$

где  $\omega'_{01}$  — размер перетяжки за первым компонентом,  $R'_{s1}$  — соответствующий этой перетяжке конфокальный параметр,  $z$  — смещение второго компонента.

Если для изменения расходимости двигается первый компонент, то зависимость (79) будет иметь приближенный характер. Для точного расчета следует использовать формулу для  $R_{92}$ , при этом надо иметь в виду, что одновременно с изменением  $\Delta$  меняются  $X$  и размер пятна на первом компоненте. Технически проще осуществить подвижку первого компонента, так как второй компонент имеет значительно большие габариты и массу, чем первый. Однако при этом необходим более высокий контроль смещения компонента в направлении, перпендикулярном направлению движения.

При работе с мощными лазерами необходимо следить за тем, чтобы в процессе изменения расходимости концентрация энергии на выходном компоненте не превысила допустимого значения (см. табл. 5П). Если с помощью двухкомпонентной системы это условие не обеспечивается, то можно использовать более сложную оптическую систему. Одна из таких систем, состоящая из двух отрицательных и одной положительной линзы с одинаковыми по абсолютной величине фокусными расстояниями, описана в работе [18].

#### 4. СОГЛАСОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Иногда для осуществления модуляции, селекции типов колебаний (мод) и исследования частотных характеристик лазерного излучения пучок пропускают через кристаллический или жидкостной модулятор или пассивный резонатор. В последнем случае правильная работа возможна лишь при совпадении параметров лазерного пучка с параметрами пассивного резонатора. Должны совпадать оси, конфокальные параметры, сечения перетяжек, волновые фронты и размеры пятен.

Согласование пучка лазера с пассивным резонатором обычно осуществляется с помощью линзы. Как правило, известны положение перетяжки лазерного пучка и значение его конфокального параметра и аналогичные параметры пассивного резонатора. Необходимо выбрать фокусное расстояние и положение линзы. Задача согласования решается с помощью формул (30) и (31). Если габариты установки не ограничиваются, то согласование может быть достигнуто любой линзой, фокусное расстояние которой превышает

$$f'_{\min} = \omega_0 \omega'_0 (\pi/\lambda) = 0,5 \sqrt{R_3 R'_3},$$

где параметры без штрихов относятся к исходному пучку, а со штрихами — к преобразованному.

Если максимальный габаритный размер установки  $D$  ограничен, то максимально возможное фокусное расстояние согласующей линзы

$$f'_{\max} = \left[ \omega \sqrt{D^2 + (f'_{\min})^2 (\omega^2 - 4)} - 2D \right] / (\omega^2 - 4),$$

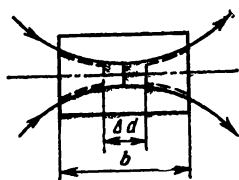
где  $\omega = \omega_0/\omega'_0 + \omega'_0/\omega_0$ .

Таким образом, для согласования можно использовать линзу с фокусным расстоянием  $f'_{\min} < f' < f'_{\max}$ . Положение линзы относительно обеих перетяжек определяется соотношениями

$$-d = f' + (\omega_0/\omega'_0) \sqrt{f'^2 - f'^2_{\min}};$$

$$d' = f' + (\omega'_0/\omega_0) \sqrt{f'^2 - f'^2_{\min}}.$$

Рис. 46. Прохождение лазерного пучка через кристаллический или жидкостной модулятор



При согласовании лазерного пучка с кристаллическим или жидкостным модулятором (типа ячейки Поккельса или Керра) необходимо при заданной длине кристалла или электродов получить пучок, который обеспечивал бы наименьшие поперечные размеры кристалла или зазор между электродами. Задача заключается в правильном выборе конфокального параметра и положения плоскости перетяжки пучка за согласующей линзой.

Очевидно, что пучок, падающий на модулятор, должен быть сходящимся (рис. 46). Положим, что такой пучок получен с помощью некоторой линзы, и обозначим конфокальный параметр пучка за линзой через  $R_0$ . Длину кристалла (продольный размер электродов) обозначим через  $b$ , а конфокальный параметр пучка внутри модулятора — через  $R_1$ . Очевидно, что перетяжка пучка внутри кристалла должна располагаться в его середине. В этом случае размеры пятен на торцах будут одинаковы и равны

$$\omega_{b/2} = \omega'_0 \sqrt{[(R'_0)^2 + b^2]/(R'_0)^2}, \quad (80)$$

где  $\omega'_0 = \sqrt{\lambda' R'_0/2\pi}$  — размер перетяжки;  
 $\lambda'$  — длина волны излучения в среде.

Дифференцируя формулу (80) по  $R'_0$  и приравнявая производную нулю, получим  $R'_0 = b$ . Так как конфокальный параметр пучка в среде согласно выражению (28) с учетом того, что  $R' = Rn$ , а  $\lambda' = \lambda/n$ , равен  $R'_0 = \kappa n$ , то пучок за линзой должен иметь  $R_0 = b/n$ . Размер перетяжки в кристалле не изменяется по сравнению с перетяжкой пучка в воздухе.

Переднюю грань кристалла нужно установить таким образом, чтобы с учетом сдвига в кристалле перетяжка падающего на него пучка располагалась в середине кристалла. Так как общий сдвиг положения плоскости перетяжки согласно (38) равен  $b(n-1)/n$ , то в силу симметрии после первой грани сдвиг равен  $b(n-1)/2n$ . Следовательно, на это значение должна быть сдвинута середина кристалла относительно плоскости перетяжки исходного пучка. Пучок за модулятором будет характеризоваться конфокальным параметром  $R_1$ , а положение его мнимой перетяжки относительно второй грани кристалла определяется соотношением

$$-d_2 = \frac{b}{2} - \frac{b}{2} \frac{n-1}{n} = \frac{b}{2} \frac{1}{n}.$$

Таким образом, если продольный размер кристалла и его положение относительно лазера известны, то задача согласования решается с помощью линзы, фокусное расстояние и положение которой находят аналогично случаю пассивного резонатора с учетом приведенных выше соображений. Если при выбранном  $R_0$  размеры пучка на торцах кристалла окажутся больше его поперечных размеров, то задачу согласования решить нельзя или она решается, но

возникают потери энергии. Если же размеры пучка на торцах окажутся меньше поперечных размеров кристалла, то имеется возможность уменьшить конфокальный параметр  $R_0$  по сравнению с оптимальным (при котором получаются минимальные размеры пучка на торцах кристалла). При этом используется более короткофокусная линза, т. е. уменьшаются габариты установки.

В заключение отметим, что здесь не были рассмотрены некоторые способы получения заданных пространственно-угловых характеристик лазерного пучка, в которых, как правило, применяются более сложные оптические системы.

## 5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ (СВЕТОТЕХНИЧЕСКИЕ) РАСЧЕТЫ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Энергетический расчет оптической системы заключается в определении коэффициента пропускания  $\tau$  оптической системы.

$$\tau = \Phi' / \Phi,$$

где  $\Phi'$  и  $\Phi$  — соответственно поток на выходе и входе оптической системы.

Зная величины  $\tau$  и  $\Phi$ , находят поток на выходе оптической системы. Если на выходе оптической системы установлен приемник излучения, то, пользуясь величиной  $\Phi'$ , находят величину электрического сигнала на выходе приемника излучения. Часто поток на выходе оптической системы сравнивают с порогом чувствительности приемника или глаза.

Коэффициент пропускания оптической системы рассчитывают исходя из потерь энергии (мощности), имеющих место при прохождении излучения через систему. Целесообразно рассматривать различные виды потерь отдельно, а суммарный коэффициент пропускания определять как произведение коэффициентов, соответствующих этим видам потерь.

Потери на поглощение в толще материала. Коэффициент пропускания вследствие этих потерь рассчитывают по формуле

$$\tau_{\text{погл}} = (1 - \varepsilon)^l,$$

Таблица 7

Пределы отношения спектрального коэффициента к интегральному для различных стекол и длин волн

Стекла	Длина волны $\lambda$ , нм						
	400	420	440	560	660	800	1100
Кроны, $d=2,3-4,0$ г/см <sup>3</sup>	2—14	2—7	2—4	0,9—0,8	1,1—1,3	0,3—2,3	0,3—3,2
Флинты, 3,0—4,0	3—11	2—6	2—4	0,9—0,8	1,3—1,1	0,4—0,7	0,4—0,7
Флинты, 4,0—5,2	11—100	6—35	4—12	—	—	—	—

Рис. 47. Зависимость коэффициента отражения на границе двух сред от ориентации плоскости поляризации относительно плоскости падения

где  $\epsilon$  — коэффициент поглощения;  $l$  — длина пути света в материале с данным  $\epsilon$

Если оптическая система изготовлена из материалов с разными коэффициентами поглощения, то суммарный коэффициент поглощения находится как произведение отдельных коэффициентов  $\tau_{\text{полг}}$ .

При расчете  $\tau_{\text{полг}}$  необходимо иметь в виду, что спектральные величины коэффициента поглощения  $\epsilon_\lambda$  могут в несколько раз отличаться от интегрального значения  $\epsilon_\Delta$  для одной и той же марки стекла, причем наблюдается большой разброс этого отличия [34]. Пределы отношения  $\epsilon_\lambda / \epsilon_\Delta$  показаны в табл 7

**Потери на отражение при преломлении.** Коэффициент пропускания оптически прозрачных поверхностей раздела двух сред с различными показателями преломления  $\tau_{\text{пр}} = 1 - \rho$ , где  $\rho$  — коэффициент отражения от границы раздела. Разумеется,  $\tau_{\text{пр}}$  характеризует преломленное излучение (прошедшее через границу раздела). Если нас интересует отраженное от поверхности излучение, то для него  $\tau_{\text{пр}} = \rho$ . Известно, что коэффициент отражения при преломлении зависит не только от угла падения, но и от состояния поляризации падающего излучения (рис 47). Если излучение поляризовано в плоскости падения, то

$$\rho_{\parallel} = \frac{\operatorname{tg}^2 (\epsilon - \epsilon')}{\operatorname{tg}^2 (\epsilon + \epsilon')},$$

где  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  — соответственно угол падения и преломления.

Угол преломления рассчитывают по формуле

$$\sin \epsilon' = \frac{n}{n'} \sin \epsilon,$$

где  $n$  и  $n'$  — показатели преломления соответствующих сред.

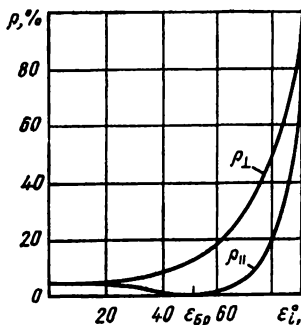
Если преломление происходит из воздуха в среду, то

$$\sin \epsilon' = \sin \epsilon / n'.$$

Если плоскость поляризации перпендикулярна плоскости падения, то

$$\rho_{\perp} = \sin^2 (\epsilon - \epsilon') / \sin^2 (\epsilon + \epsilon').$$

Угол  $\epsilon_{\text{Бр}}$  на рис 47 представляет собой так называемый угол Брюстера, который рассчитывается по формуле  $\operatorname{tg} \epsilon_{\text{Бр}} = n'$ . При этом угле падения и соответствующем состоянии поляризации отражение от поверхности не происходит, и все излучение преломляется в среду. Если излучение не поляризовано или поляризовано по кругу, то коэффициент отражения можно рассчитать по формуле



$$\rho = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} + \frac{\operatorname{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\operatorname{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right],$$

хотя на практике в этом случае обычно пользуются приближенной формулой, справедливой для нормального падения,

$$\rho = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (81)$$

Кстати, формула (81) может быть использована для приближенного расчета при любых состояниях поляризации, однако с увеличением угла падения растет и ошибка расчета

Наконец, если плоскость поляризации составляет угол  $\varphi$  с плоскостью падения, то

$$\rho_{\varphi} = \sin^2 \varphi \left[ \frac{\sin^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\sin^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right] + \cos^2 \varphi \left[ \frac{\operatorname{tg}^2(\varepsilon - \varepsilon')}{\operatorname{tg}^2(\varepsilon + \varepsilon')} \right].$$

Как показывают вычисления коэффициента отражения для наиболее распространенных марок оптических стекол К8, ОФ1, БК8, БК10, ТК16, Ф4, ТФ1, ТФ5 с показателем преломления в диапазоне от 1,514 до 1,7497, величина суммарного коэффициента отражения  $(\rho_{\perp} + \rho_{\parallel})$  для них изменяется незначительно, в то время как для каждой отдельной марки различие между перпендикулярной и параллельной составляющей отражения существенное. Для угла падения  $45^\circ$  оно составляет 13% и увеличивается с увеличением угла падения до максимальной величины при падении под углом Брюстера, после чего различие начинает уменьшаться. Чем больше показатель преломления стекла, тем существеннее различие между коэффициентом отражения для перпендикулярной и параллельной составляющих отражения.

Для частного случая  $\varepsilon = 45^\circ$  и  $n = 1,514$  (стекло К8) коэффициент пропускания  $\tau = \cos^2 \alpha_i + 0,91 \sin^2 \alpha_i$ ,  $\rho = 1 - \tau$ . Значения  $\tau$  и  $\rho$  в зависимости от азимута поляризации  $\alpha_i$  приведены в табл. 8

Таблица 8

Значения  $\tau (\alpha_i)$  и  $\rho (\alpha_i)$  для стекла К8

$\alpha_i$	0	10	20	30	40	45	50	60	70	80	$90^\circ$
$\tau$	$\sim 1$	0,99	0,99	0,99	0,96	0,96	0,95	0,94	0,92	0,91	0,91
$\rho$	$\sim 0$	0,01	0,01	0,01	0,04	0,04	0,05	0,06	0,08	0,09	0,09

Учитывать зависимость коэффициента отражения от угла падения и состояния поляризации для сферических поверхностей (линз) очень трудно, и часто расчет потерь на отражение при преломлении ведут по известной формуле (81), которая дает заниженные результаты. Следует отметить, что показатель преломления зависит от длины волны излучения, и с его увеличением потери на отражение растут. Поэтому, например, для некоторых оптических материалов этот вид потерь энергии может составить значительную ве-

личину. Для уменьшения потерь на отражение при преломлении можно составлять оптические детали таким образом, чтобы угол падения составлял угол Брюстера [16]. Например, так называемые «брюстеровские» линзы имеют коэффициент потерь примерно в десять раз меньший, чем у обычной линзы, и не требуют просветления. Однако, линзы, установленные под углом Брюстера, характеризуются различными фокусными расстояниями в меридиональной и сагиттальной плоскостях, которые соответственно равны

$$f'_m = r/(n^2 - 1) \sqrt{n^2 + 1}; \quad f'_s = r \sqrt{n^2 + 1}/(n^2 - 1).$$

где  $1/r = 1/r_1 + 1/r_2$ ,  $r_1$  и  $r_2$  — радиус кривизны поверхностей линзы.

Кроме того, брюстеровские линзы и пластинки обладают большими aberrациями.

Коэффициент пропускания потерь на отражение при преломлении при прохождении излучения через всю оптическую систему равен

$$\prod_{i=1}^{N_{\text{пр}}} (1 - \rho_i), \quad \text{где } N_{\text{пр}} \text{ — число преломляющих поверхностей.}$$

Если имеется  $N$  поверхностей с одинаковым значением  $\rho$ , то  $\tau_{\text{пр}} = (1 - \rho)^N$ .

**Потери на отражающих поверхностях.** Коэффициент отражения от металлических или диэлектрических отражающих поверхностей также зависит от угла падения и состояния поляризации излучения. Однако расчеты соответствующих коэффициентов здесь весьма затруднены, так как они зависят от некоторых констант отражающего покрытия, которые не всегда известны. Для металлизированных отражателей должны быть известны оптические постоянные — показатель преломления  $n$  и показатель поглощения  $\kappa$ , которые зависят от угла падения следующим образом:

$$n_e = \sqrt{\frac{1}{2} [ \sqrt{(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varepsilon)^2 + 4n^2\kappa^2} + n^2 - \kappa^2 + \sin^2 \varepsilon ]};$$

$$\kappa_e = \sqrt{\frac{1}{2} [ \sqrt{(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varepsilon)^2 + 4n^2\kappa^2} - n^2 + \kappa^2 + \sin^2 \varepsilon ]}.$$

где  $n$  и  $\kappa$  — оптические постоянные при  $\varepsilon = 0$ , которые называются главными показателями преломления и поглощения. На рис. 48 показаны зависимости  $\rho_{\perp}(\varepsilon_i)$  и  $\rho_{\parallel}(\varepsilon_i)$  для некоторых поглощающих сред (отражающих покрытий). При известных константах формулы для коэффициентов отражения от отражающего покрытия намного сложнее, чем для коэффициентов отражения от преломляющей поверхности. Поэтому обычно пользуются справочными данными, которые приводятся для нормального падения, и, следовательно, не зависят от состояния поляризации излучения.

**Потери на виньетирование.** Практически в любой оптической системе происходит ограничение (срезание) пучка различными диафрагмами. Доля прошедшего излучения зависит от распределения интенсивности в поперечном сечении пучка и размеров и формы диафрагмы. При многомодовом режиме излучения описать абсолютное распределение энергии в пучке практически невозможно, так как соотношение энергий в различных модах меняется как для различных образцов одного и того же типа лазера, так и для

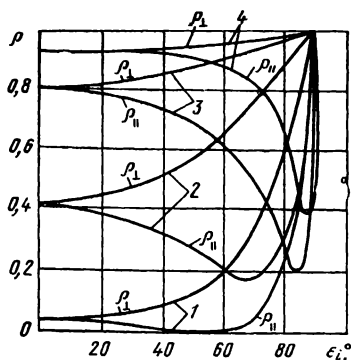


Рис. 48. Зависимости  $\rho_{\perp}(\epsilon_i)$  и  $\rho_{\parallel}(\epsilon_i)$

для поглощающих сред:

1 —  $n=1,52, \kappa=0$ , 2 —  $n=1,52, \kappa=1,0$ , 3 —  $n=11, \kappa=6$ , 4 —  $n=44, \kappa=43$

одного и того же лазера в зависимости от многих причин. Поэтому при расчете коэффициента пропускания в случае многомодового пучка следует либо пользоваться экспериментальными данными, либо принимать, что распределение интенсивности в пучке примерно равномерное со спадами на краях пучка. Чем больше число мод, тем точнее это приближение.

При одномодовом характере излучения лазера потери на виньетирование легко рассчитать аналитически. Так как распределение в пучке  $TEM_{00}$  — моды представляет собой кривую Гаусса, то доля энергии пучка, прошедшего через диафрагму радиусом  $a$ , т. е. коэффициент пропускания вследствие виньетирования,

$$\tau = \int_0^a 2\pi r M(r) dr \bigg/ \int_0^{\infty} 2\pi r M(r) dr = 1 - e^{-2(a/w)^2}, \quad (82)$$

где  $w$  — размер пятна в плоскости диафрагмы по уровню  $1/e^2$ ,  $M(r) = (2\Phi/\pi w^2) e^{-2(r/w)^2}$  — распределение плотности в гауссовом пучке (см п. 3 гл. 1);  $\Phi$  — полная мощность лазерного пучка. Величина  $\Phi_{exp}[-2(a/w)^2]$  представляет собой потери энергии на диафрагме. Как следует из уравнения (82), при  $a=w$ , т. е. при ограничении пучка по уровню  $1/e^2$ , коэффициент пропускания равен 0,86.

Коэффициент пропускания кольцевой диафрагмы можно найти, воспользовавшись зависимостью (82) для внутреннего  $a_1$  и внешнего  $a_2$  радиусов кольца

$$\tau = e^{-2(a_1/w)^2} - e^{-2(a_2/w)^2}.$$

Коэффициенты пропускания круглой и кольцевой диафрагмы представлены на рис. 49.

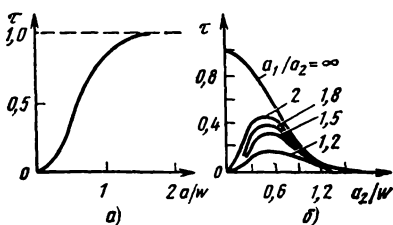


Рис. 49. Коэффициент пропускания круглой (а) и кольцевой (б) диафрагм

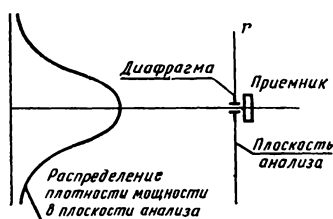


Рис. 50. К пропусканию пучка основной моды диафрагмой небольшого диаметра

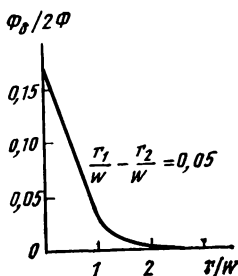


Рис. 51. Зависимость потока, проходящего через щель, от координаты щели

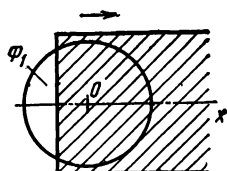


Рис. 52. Сканирование пучка шторкой

Если на диафрагму падает пучок, который уже испытал дифракцию, то для расчета коэффициента пропускания необходимо знать абсолютное распределение энергии в дифракционной картине в плоскости диафрагмы (см. п. 5, гл. 3). Наконец, при расчете потерь энергии или коэффициента пропускания следует иметь в виду возможность возникновения интерференционных эффектов на оптических деталях.

При проведении энергетических расчетов возникает потребность определения доли потока, прошедшего через диафрагму, через щель, отразившегося от граней разделительной призмы, прошедшего через край полуплоскости и т. д. Рассмотрим эти случаи. Если пучок одномодового излучения сканируется в поперечном направлении круглой диафрагмой небольшого диаметра (рис. 50), то поток, прошедший через диафрагму, очевидно, будет равен

$$\Phi_d = \frac{2\Phi}{\pi w^2} e^{-2r^2/w^2} \frac{\pi d^2}{4}, \quad (83)$$

где  $d$  — диаметр диафрагмы ( $d \ll w$ ),  $r$  — расстояние от центра диафрагмы до оси пучка,  $w$  — размер пятна в плоскости сканирования.

Точность формулы (83) определяется допущением, что в пределах диафрагмы плотность потока является постоянной; очевидно, чем меньше  $d$ , тем точнее определение  $\Phi_d$ .

Поток, прошедший через сканирующую диафрагму в виде щели,

$$\Phi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{x_1}^{x_2} M_0 \exp \left\{ -2 \left[ \left( \frac{x}{w} \right)^2 + \left( \frac{y}{w} \right)^2 \right] \right\} dx dy,$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — координаты краев щели.

Проведя интегрирование, получим

$$\Phi_0 = (M_0 w^2 \pi / 4) [\psi(\sqrt{2} x_1 / w) - \psi(\sqrt{2} x_2 / w)],$$

где  $\sigma = (x_2 - x_1)$  — ширина щели.

Выражая  $M_0$  как  $2\Phi/\pi w^2$ , найдем

$$\Phi_0 = \frac{\Phi}{2} [\psi(\sqrt{2} x_1 / w) - \psi(\sqrt{2} x_2 / w)], \quad (84)$$

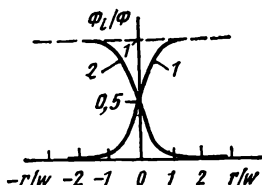


Рис. 53. Зависимость потока от  $r/w$  при открывании и закрывании пятна основной моды шторкой

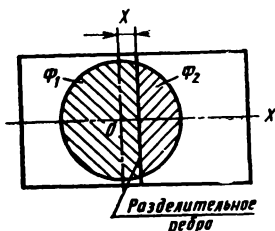


Рис. 54. Сканирование пучка раздвительной призмой

где  $\psi(\sqrt{2}x/w)$  — значение функции ошибок при аргументе, равном  $\sqrt{2}x/w$  [4].

Зависимость (84) показана на рис 51

Если диафрагма имеет вид шторки, первоначально закрывающей весь пучок (рис. 52), то при движении шторки от  $x=-\infty$  до  $x=0$ , где  $x$  — координата края шторки, поток пропускаемый диафрагмой, можно представить в виде

$$\Phi_1(-x) = \frac{\Phi}{2} - \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} M_0 e^{-2[(x/w)^2 + (y/w)^2]} dx dy. \quad (85)$$

Произведя интегрирование уравнения (85), получим

$$\Phi_1(-x) = \frac{\Phi}{2} - \frac{1}{4} \pi w^2 M_0 \psi\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right).$$

Заменяя  $M_0$  значением  $2\Phi/\pi w^2$ , найдем

$$\Phi_1(-x) = \frac{\Phi}{2} [1 - \psi(\sqrt{2}x/w)]. \quad (86)$$

При движении шторки от  $x=0$  до  $x=\infty$  величина потока увеличивается по закону, аналогичному (86)

$$\Phi_2(x) = \frac{\Phi}{2} [1 + \psi(\sqrt{2}x/w)].$$

Общая зависимость  $\Phi(x) \equiv \Phi(r)$  построена на рис 53 (кривая 1) Если, наоборот, шторка при своем движении закрывает пучок, то уменьшение потока при движении шторки от  $x=-\infty$  до  $x=0$  выражается в виде

$$\Phi_1'(-x) = \Phi - \left[ \frac{\Phi}{2} \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} M_0 e^{-2[(x/w)^2 + (y/w)^2]} dx dy \right]$$

Произведя действия, аналогичные предыдущим, найдем

$$\Phi_1'(-x) = \frac{\Phi}{2} [1 + \psi(\sqrt{2}x/w)],$$

а при движении шторки от  $x=0$  до  $x=\infty$

$$\Phi'_2(x) = \frac{\Phi}{2} [1 - \psi(\sqrt{2}x/w)].$$

Общая зависимость  $\Phi'_i(x)$  построена на рис. 53 (кривая 2).

В случае, когда пучок одномодового излучения делится ребром раздельной призмы (рис. 54), разность потоков, отраженных гранями призмы,

$$\Delta\Phi(x) = 2 \int_0^x \int_{-\infty}^{\infty} M_0 e^{-2[(x/w)^2 + (y/w)^2]} dx dy,$$

где  $x$  — координата раздельного ребра призмы относительно оси пучка, или

$$\Delta\Phi(x) = \frac{1}{2} \pi w^2 M_0 \psi(\sqrt{2}x/w).$$

Произведя замену  $M_0$ , получим

$$\Delta\Phi(x) = \Phi \psi(\sqrt{2}x/w).$$

График зависимости  $\Delta\Phi(x) \equiv \Delta\Phi(r)$  представлен на рис. 55.

Зная потери энергии на каждом оптическом элементе, нетрудно вычислить и общую величину потерь. Однако сравнительно легко задача решается только без учета состояния поляризации формируемого излучения. Задача энергетического расчета значительно осложняется, если необходимо учесть состояние поляризации. В этом случае необходимо знать следующие параметры системы.

1. Азимут и сдвиг фаз между перпендикулярной и параллельной компонентами электромагнитного колебания источника излучения.

2 Все углы падения для последовательно расположенных оптических элементов.

3 Оптические постоянные отражательных компонентов, показателя преломления изотропных диэлектриков

По известным  $\epsilon$ ,  $n$  и  $\kappa$  рассчитывают коэффициенты отражения для взаимно перпендикулярных компонент поляризации  $\rho_{\parallel}$  и  $\rho_{\perp}$ . С помощью заданного или вычисленного азимута поляризации  $\alpha$  определяют истинное значение  $\rho$  для данного оптического элемента. При необходимости энергетический расчет с учетом состояния поляризации может быть дополнен расчетом доли энергии излучения с заданным состоянием поляризации

Если в работе лазерного прибора используются атмосферный канал и объект наблюдения, то, разумеется, наряду с ослаблением потока в оптической системе, необходимо учитывать искажения сигнала в атмосфере [14] и при отражении от объекта [25]. Атмосфера, искажая сигнал и вызывая появление различного рода оптических помех на входе приемного устройства, ограничивает технические возможности лазерных систем

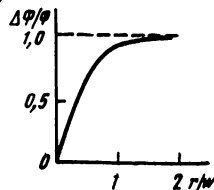


Рис. 55. Зависимость разности потоков при делении основной моды раздельной призмой от  $r/w$

Приведем некоторые соотношения, которые могут быть полезны при энергетическом расчете [14]. Коэффициент рассеяния излучения в аэрозольной атмосфере в диапазоне длин волн от 0,55 до 6 мкм описывается формулой

$$\alpha(\lambda) = \alpha(0,55) [n_0 + n_1 \lambda^{-n_2}], \quad (87)$$

где  $n_0$ ,  $n_1$  и  $n_2$  — эмпирические коэффициенты, значения которых приведены в табл. 9

Таблица 9

**Значения эмпирических коэффициентов в формуле (87)**

Периоды	Тип погоды	$n_0$	$n_1$	$n_2$
Летний	Дымка после сильного дождя (радиационная)	0	0,4	1,88
	Устойчивая дымка $S_m > 4$ км	0,06	0,36	1,88
Весенне-осенний	Дымка	0,1	0,45	1,30
	Туманная дымка	0,01	0,80	0,50
	Дымка с изморосью	0,3	0,50	0,60
Зимний	«Ледяная» дымка	0,25	0,45	1,24
	Зимняя дымка	0,0	0,58	1,24
	Дымка со снегом	0,77	0,15	1,24

Следует напомнить, что если лазерное излучение регистрируется приемником излучения, то для расчета электрического сигнала на выходе приемника нужно пользоваться величиной спектральной (монохроматической) чувствительности приемника [18], а при расчете отношения сигнал/шум — монохроматическим порогом чувствительности. Значения спектральной чувствительности и монохроматического порога чувствительности для некоторых приемников излучения приведены в табл. 1П, 3П приложения. Спектральные параметры в табл. 1П, 3П приведены для длины волны максимальной чувствительности приемника. Для любой другой длины волны необходимо величину спектральной чувствительности умножить, а величину монохроматического порога чувствительности разделить на относительную спектральную чувствительность приемника на данной длине волны (табл. 2П приложения). Следует учитывать, что в каждом конкретном случае приведенные значения  $S_\lambda$  и  $\Phi_{\lambda\lambda}$  могут отличаться от действительных значений за счет неравномерности распределения чувствительности по площадке приемника и неравномерности распределения интенсивности в лазерном пучке, а также неопределенности положения кривой чувствительности на шкале длин волн [40]. При работе с лазерными приборами необходимо соблюдать допустимые нормы облучения. Световые эквиваленты лучистой энергии для некоторых длин волн излучения лазеров приведены в табл. 7П приложения [28].

**Спектральные параметры приемников излучения для видимой и ближней инфракрасной областей спектра**

Марка приемника	Тип спектральной характеристики	Спектральная чувствительность при $S_\lambda = 1$ , А/Вт	Спектральный порог чувствительности при $S_\lambda = 1$ , Вт/Гц <sup>1/2</sup>	Диаметр чувствительной площадки, мм	Напряжение питания, В
Фотоумножители					
ФЭУ-12А	С-5	$2 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	45	1700
ФЭУ-17А	С-6	$1,2 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^{-15}$	16×5	1400
ФЭУ-20	С-6	$6,0 \cdot 10^8$	$6,2 \cdot 10^{-14}$	10×5	900
ФЭУ-22	С-1	$3,6 \cdot 10^2$	$2,3 \cdot 10^{-13}$	16×5	1400
ФЭУ-27	С-7	$3,5 \cdot 10^2$	$3,3 \cdot 10^{-14}$	25	1100
ФЭУ-29	С-6	$1,2 \cdot 10^4$	$6,7 \cdot 10^{-15}$	34	1000
ФЭУ-31	С-6	$1,2 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^{-14}$	18	1400
ФЭУ-35	С-6	$1,2 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^{-15}$	25	1400
ФЭУ-36	С-6	$1,2 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^{-14}$	34	2900
ФЭУ-38	С-11	$4 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^{-14}$	34	1800
ФЭУ-39	С-15	$1,1 \cdot 10^5$	$9,2 \cdot 10^{-15}$	34	1700
ФЭУ-49	С-8	$4,7 \cdot 10^3$	$5,1 \cdot 10^{-14}$	150	1800
ФЭУ-50	С-6	$1,2 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^{-14}$	15×150	2000
ФЭУ-51	С-11	$4 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{-14}$	25	2300
ФЭУ-52	С-8	$9,4 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	70	1800
ФЭУ-53	С-4	$1 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	45	1800
ФЭУ-55	С-5	$1 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-14}$	16	1700
ФЭУ-56	С-4	$6 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^{-14}$	70	1800
ФЭУ-60	С-6	$3,5 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^{-15}$	10	1600
ФЭУ-62	С-1	$80 \cdot 10^0$	$6,8 \cdot 10^{-13}$	10	1300
ФЭУ-63	С-6	$1,2 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^{-14}$	100	3500
ФЭУ-64	С-6	$1,2 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^{-15}$	5	1500
ФЭУ-65	С-6	$1,2 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^{-14}$	150	3500
ФЭУ-66	С-6	$1,2 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^{-15}$	34	1700
ФЭУ-67	С-6	$3,6 \cdot 10^3$	$7,8 \cdot 10^{-15}$	10	1250
ФЭУ-68	С-11	$4 \cdot 10^2$	$2,9 \cdot 10^{-14}$	10	1400

Марка приемника	Тип спектральной характеристики	Спектральная чувствительность при $S_\lambda = 1$ , А/Вт	Спектральный порог чувствительности при $S_\lambda = 1$ , Вт/Гц <sup>1/2</sup>	Диаметр чувствительной площадки, мм	Напряжение питания, В
ФЭУ-70	С-4	$1,2 \cdot 10^4$	$4,7 \cdot 10^{-14}$	25	1700
ФЭУ-71	С-15	$1,1 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^{-15}$	16	1300
ФЭУ-81	С-4	$4 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	40	1700
ФЭУ-83	С-1	$8 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^{-12}$	25	1500
ФЭУ-84	С-8	$9,4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^{-15}$	25	1450
ФЭУ-93	С-4	$4 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-14}$	40	1300

## Фотоэлементы

СЦВ-51	С-2	$92 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-12}$	30	240
Ф-1	С-3	$89 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-15}$	$10 \times 25$	100
Ф-5	С-1	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-10}$	$30 \times 18$	100
Ф-8	С-2	$92 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-12}$	26	150
ЦГ-4	С-1	$16 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-11}$	38	240

## Фотодиоды

ФД-1	Германий	0,72	—	5	15
ФД-3	Германий	0,72	—	2,5	10
ФД-4	Германий	0,72	—	5	20
ФД-6К	Кремний	0,94	—	1	20
ФД-7К	Кремний	0,23	—	78	—
ФД-8К	Кремний	0,19	—	2	20

Таблица 2П

Относительные спектральные чувствительности приемников излучения для длин волн излучения лазеров

Тип приемника	Длина волны, мкм							
	0,4416	0,4880	0,53	0,6328	0,6943	0,91	1,06	1,153
ФЭУ:								
С-1	0,40	0,35	0,40	0,68	0,82	0,86	0,15	0,05
С-2	0,86	0,80	0,60	0,03	—	—	—	—
С-3	0,90	0,80	0,62	0,02				
С-4	1,0	0,83	0,75	0,43	0,25			

Тип приемника	Длина волны, мкм							
	0,4416	0,4880	0,53	0,6328	0,6943	0,91	1,06	1,153
C-5	0,90	0,98	0,98	0,52	0,2	—	—	—
C-6	0,86	0,70	0,52	—	—	—	—	—
C-7	0,90	1,0	0,96	0,60	0,20	—	—	—
C-8	1,0	0,80	0,33	0,05	—	—	—	—
C-11	1,00	0,85	0,70	0,42	0,26	—	—	—
C-15	0,85	0,70	0,48	—	—	—	—	—
Германиевый	0,1	0,15	0,20	0,40	0,45	0,70	0,80	0,85
Кремниевый	0,05	0,06	0,07	0,10	0,13	0,80	0,75	0,08

Таблица 3П

Спектральные параметры приемников излучения  
для инфракрасной области спектра

Тип приемника	Спектральная чувствительность при $S_{\lambda} = 1$ , В/Вт	Спектральный порог чувствительности при $S_{\lambda} = 1$ , Вт см <sup>-1</sup> . Гц-1/2	Максимум спектральной чувствительности $\lambda_{\text{max}}$ , мкм	Относительная спектральная чувствительность при $\lambda = 10,6$ мкм
PbS (77 K)	1 А/Вт	$0,5 \cdot 10^{-11}$	2,6	—
PbS (195 K)	5 А/Вт	$0,2 \cdot 10^{-11}$	2,4	—
PbS (300 K)	1 А/Вт	$1 \cdot 10^{-11}$	2,5	—
PbSe (77 K)	$9 \cdot 10^3$	$0,6 \cdot 10^{-10}$	5,0	—
PbSe (195 K)	$6 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^{-10}$	4,8	—
PbSe (300 K)	$3 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^{-9}$	3,8	—
InSb (77 K)	$1 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-11}$	5,0	—
InSb (195 K)	—	$0,4 \cdot 10^{-9}$	5,0	—
PbTe (77 K)	—	$0,37 \cdot 10^{-9}$	4,0	—
Ge (Au) (77 K)	$1 \cdot 10^4$	$0,14 \cdot 10^{-9}$	5,0	—
Ge (Hg) (35 K)	$1 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^{-10}$	10,0	1,0
Ge (Cu) 4,2 K	$1 \cdot 10^4$	$0,4 \cdot 10^{-10}$	22	0,8
Ge (Cd) 4,2 K	$1 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^{-10}$	16	0,9
PbSnTe (77 K)	$5 \cdot 10^3$	$0,2 \cdot 10^{-10}$	11,0	0,9
HgCdTe (77 K)	$1 \cdot 10^4$	$0,2 \cdot 10^{-10}$	12,0	1,0
HgCdTe (193 K)	$1 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^{-11}$	4,0	—

Таблица 4П

**Показатели преломления оптических материалов  
для длин волн излучения лазеров**

Материал	Длина волны излучения, мкм							
	0,4416	0,488	0,530	0,6328	0,6943	0,91	1,06	1,153
Оптическое стекло.								
K8	1,526	1,521	1,519	1,514	1,512	1,5085	1,5062	1,505
Ф1	1,6329	1,6243	1,6186	1,6095	1,6059	1,597	1,5952	1,593
TK16	1,6249	1,6198	1,6163	1,610	1,608	1,6028	1,6003	1,5990
БФ12	1,645	1,637	1,631	1,6227	1,6193	1,612	1,608	1,6074
ЛФ5	1,591	1,584	1,579	1,5721	1,5691	1,5626	1,5598	1,5583
Ф4	1,645	1,636	1,630	1,620	1,617	1,609	1,6059	1,6043
БК8	1,5568	1,5526	1,5497	1,5450	1,5429	1,5383	1,5360	1,534
ТФ1	1,6709	1,6608	1,6542	1,643	1,639	1,6312	1,6276	1,6277
ОФ1	1,541	1,536	1,533	1,527	1,525	1,5198	1,5173	1,5160
TK14	1,624	1,619	1,616	1,6109	1,6086	1,603	1,600	1,599
ТФ5	1,789	1,774	1,764	1,7497	1,7440	1,732	1,727	1,7255
ЛК4	1,49904	1,49545	1,49298	1,48877	1,48700	1,48283	1,48075	1,47424

**Длина волны излучения, мкм**

Кристаллы	0,488	0,530	0,6328	0,6943	0,91	1,06	1,153	2,36	10,6
CaF <sub>2</sub>	1,436	1,4353	1,4329	1,4319	1,4296	1,4285	1,4280	1,4219	—
BaF <sub>2</sub>	—	—	1,4733	1,471	1,469	1,4681	1,467	1,4634	1,39
Кварц плавленый	—	1,4608	1,4570	1,4554	1,4506	1,4497	1,4486	1,4324	—
Ge	—	—	—	—	—	—	—	4,07	4,002
Si	—	—	—	—	—	—	3,54	3,4422	3,4177
NaF	—	—	1,3247	1,3238	1,3219	1,321	1,32	1,31	1,22
LiF	—	1,393	1,391	1,3902	1,38788	1,38662	1,38589	1,37493	1,05

Таблица 5П

**Пороговые плотности облучения оптических материалов**

Материал	Пороговая плотность, Вт/см <sup>2</sup>	Параметры излучения
Стекло К8	21,5 Дж/см <sup>2</sup>	Длина волны 1,06 мкм
Стекло Ф8	11,2 Дж/см <sup>2</sup>	Длительность импульса 40 нс
Неодимовое стекло марки ГЛС	15,9 Дж/см <sup>2</sup>	Диаметр пятна облучения 1,55 см на уровне 0,5 [6]
Кристаллы; германий	2,5 · 10 <sup>2</sup>	Длина волны 0,6943 мкм
хлористый натрий	6 · 10 <sup>3</sup>	Длительность импульса 70 нс
хлористый калий	1 · 10 <sup>5</sup>	

Материал	Пороговая плотность, Вт/см <sup>2</sup>	Параметры излучения
Просветляющие и отражающие пленки: MgO — MgF <sub>2</sub> с коэффициентом отражения 0,3%	0,93 · 10 <sup>9</sup>	Длина волны 1,06 мкм
MgF <sub>2</sub> — SiO <sub>2</sub> — MgF <sub>2</sub> с коэффициентом отражения 0,7%	1,31 · 10 <sup>9</sup>	
MgF <sub>2</sub> с коэффициентом отражения 1,98%	1,47 · 10 <sup>9</sup>	
Металлодиэлектрическое покрытие на германиевой подложке	5 · 10 <sup>5</sup>	

Таблица 6П

Параметры оптической системы для коллимации лазерного излучения с увеличением 0,05 для длины волны 0,6328 мкм

Радиусы кривизны поверхностей линз	Толщина по оси	Марка стекла	Показатель преломления
$r_1 = -17,783$ $r_2 = 118,3$ $r_3 = -1009,3$ $r_4 = -383,7$ $r_5 = 4699$ $r_6 = -711,2$	$d_1 = 1,0$ $d_2 = 562,7$ $d_3 = 6,0$ $d_4 = 0,2$ $d_5 = 6,0$	K8  K8  K8	1,51466  1,51466  1,51466

Таблица 7П

Световые эквиваленты лучистой энергии для длин волн излучения лазеров

Длина волны, мкм	0,4416	0,4880	0,53	0,6328	0,6943
Световой эквивалент, лм/Вт	17	132	590	164	4

1. **Ананьев Ю. А.** Оптические резонаторы и проблемы расходимости лазерного излучения. М: Наука, 1979. 328 с.
2. **Антенны** (Современное состояние и проблемы) / Под. ред. Л. Д. Бахраха и Д. И. Воскресенского. М.: Сов. радио, 1979. 207 с.
3. **Апенко М. И., Дубовик А. С.** Прикладная оптика. Изд. 2-е, перераб. М.: Наука, 1982. 352 с.
4. **Большаков В. Д.** Теория ошибок наблюдений с основами теории вероятностей. М.: Недра, 1965. 1984 с.
5. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. Пер. с англ. / Под ред. Г. П. Мотулевич. Изд. 2-е, испр. М.: Наука, 1973. 719 с.
6. **Бужинский И. М., Поздняков А. Е., Ушаков С. А.** Характер разрушения оптических поверхностей некоторых стекол при большой площади воздействия коротким световым импульсом. Оптико-механическая промышленность, 1975, № 2, с. 46—49.
7. **Вайнштейн Л. А.** Открытые резонаторы и открытые волноводы — М.: Сов. радио, 1966. 475 с.
8. **Горшков М. М.** Эллипсометрия. М.: Сов. радио, 1974. 200 с.
9. **Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику. Пер. с англ. / Под ред. Г. И. Косоурова. М.: Мир, 1970. 364 с.
10. **Денисюк Г. В., Корнеев В. И.** Дифракция Фраунгофера от уголкового отражателя с металлизированными отражающими гранями. Оптико-механическая промышленность, 1982, № 12, с. 1—2.
11. **Джеррард А., Берч Дж. М.** Введение в матричную оптику. Пер. с англ. / Под ред. В. В. Коробкина. М.: Мир, 1978. 341 с.
12. **Захаров М. И., Прилепских В. Д.** О влиянии расфокусировки телескопа на формирование и расходимость лазерного пучка. Лазерные пучки. — В кн.: Научные труды Хабаровского политехнического института / Под. ред. Н. К. Бергера. Хабаровск, ХПИ, 1977 с. 32—39.
13. **Зверев В. А., Оскотский М. Л., Шагал А. М.** О некоторых особенностях расчета фокусирующих линз. Оптико-механическая промышленность, 1978, № 7, с. 23.
14. **Зуев В. Е.** Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
15. **Ищенко Е. Ф.** Открытые оптические резонаторы. М.: Сов. радио, 1980. 207 с.
16. **Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М.** Оптические квантовые генераторы. М.: Сов. радио, 1968. 470 с.
17. **Качмарек Ф.** Введение в физику лазеров. Пер. с польск. / Под. ред. М. Ф. Бухенского М.: Мир, 1981. 540 с.
18. **Климов Ю. М.** Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами. М.: Сов. радио, 1978. 262 с.

- 19 Климков Ю. М., Кузьмина Т. И. Дифракция пучка ОКГ ТЕМ<sub>00</sub> — моды на круглой диафрагме в зоне Фраунгофера — Изв. вузов СССР Приборостроение, 1975, № 12, с 87.
- 20 Кратиров И. А., Павлов В. М. Коллимация и фокусировка лазерного пучка на заданное расстояние. — Изв. вузов СССР Приборостроение, 1977, № 8, с 105
21. Кратиров И. А. Об оптимальных параметрах луча ОКГ на выходе из оптической системы — Изв. вузов СССР Приборостроение, 1977, № 7, с 97
22. Кузьмина Т. И. Расчет и исследование пространственных параметров ограниченных лазерных пучков. — Изв. вузов СССР. Приборостроение, 1981, т XXIII, № 10, с 64
23. Кузьмина Т. И. Особенности моделирования диаграмм направленности ограниченных лазерных пучков. — Изв. вузов СССР Приборостроение, 1979, т XXII, № 7, с. 84—88.
- 24 Куликов В. Е., Куликовская Н. И. Распределение энергии в изображении точки для светового пучка с амплитудой, изменяющейся по закону Гаусса — Оптико-механическая промышленность, 1980, № 1, с. 10.
- 25 Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. Учебник для вузов Изд 3-е, перераб. и доп М Машиностроение, 1976 567 с
26. Максимова Н. Ф. Изменение состояния поляризации расходящегося пучка света в отражательной призме. — Оптико-механическая промышленность, 1983, № 3, с 47—49.
27. Максимова Н. Ф. Влияние кривизны преломляющей поверхности на поляризационные параметры излучения. — Изв. вузов СССР. Приборостроение, 1982, № 6, с. 78—82
28. Мирошников М. М. Теоретические основы оптико-электронных приборов. Учебное пособие для вузов. Л.: Машиностроение, 1977 600 с
- 29 Митяков В. Г., Федоров В. Б. К вопросу фокусировки диафрагмированных световых пучков с гауссовым распределением интенсивности — Оптика и спектроскопия, 1981, т. 51, вып. 4, с 714—721
30. Михеичев В. С. Геодезические светодальномеры. М · Недра, 1979 222 с
- 31 Оптические системы геодезических приборов / Д А Аникст, О М Голубовский, Г. В Петрова, Г. А Фельдман, М · Недра, 1981. 240 с
- 32 Пахомов И. И., Рожков О. В., Рождествин В. Н. Оптико-электронные квантовые приборы Учебное пособие для вузов. М Радио и связь, 1982. 456 с.
33. Рысаков В. М. Распределение света вблизи фокуса безаберрационной линзы для гауссова пучка. — Оптика и спектроскопия, 1976, т 40, № 5, с 949.
- 34 Спектры ослабления оптических стекол / Н. И. Власова, Л. И Демкина, В И. Карасева и др. — Оптико-механическая промышленность, 1978, № 6, с 31—35.
35. Справочник по лазерам. Том II. Пер. с англ / Под ред акад. А. М. Прохорова. М. Сов. радио, 1978. 400 с
- 36 Турыгин И. А. Прикладная оптика Учебное пособие для вузов. М: Машиностроение, 1966. 428 с.
- 37 Ханох Б. Ю. Оптические отражатели тетраэдрического типа в активных системах Минск Изд-во БГУ им В И Ленина, 1982 160 с.

38 Цибуля А. Б., Чертов В. Г., Шерешев А. Б. Пространственная структура лазерных пучков и геометрическая оптика — Оптико-механическая промышленность 1977, № 10, с 66—72.

39 Цибуля А. Б., Чертов В. Г. Фокусировка лазера одномодового излучения. — Оптико-механическая промышленность, 1976, № 5, с 22

40 Якушенков Ю. Г. Теория и расчет оптико-электронных приборов. Учебник для вузов. М: Сов радио, 1980, 390 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Параметры и характеристики лазерного излучения	4
1 Резонаторы и пучки излучения лазеров	4
2 Геометрооптическое и волновое представление лазерного пучка	13
3 Пространственные параметры и характеристики лазерного излучения	14
4. Модели лазеров как источников излучения	21
Глава 2 Формирование лазерного пучка идеальной оптической системой	24
1 Основные особенности лазерной оптики	24
2 Волновая, геометрическая и матричная оптика применительно к пучку лазерного излучения	28
3. Формирование гауссова пучка линзовыми системами	29
4. Формирование негауссова пучка линзовыми системами	33
5 Формирование гауссова пучка оптическими деталями с плоскими поверхностями	35
Глава 3 Формирование лазерного пучка реальной (ограничивающей) оптической системой	38
1. Влияние ограничения на параметры лазерного пучка	38
2 Формирование диаграмм направленности ограниченного лазерного пучка	39
3 Влияние ограничения на основные энергетические параметры диаграммы направленности	47
4 Осевая интенсивность ограниченного лазерного пучка. Определение границ ближней и дальней зон	49
5. Основные параметры дифракционно-ограниченных лазерных пучков	56
6 Метод эквивалентного конфокального резонатора в ограничивающих оптических системах	57
Глава 4 Влияние aberrаций на формирование лазерного пучка	60
1 Влияние aberrаций на формирование лазерного пучка неограничивающей оптической системой	60
2 Влияние aberrаций на формирование гауссова пучка ограничивающей оптической системой	64
3. Расчет параметров лазерного пучка любого вида с учетом aberrаций и ограничений	69

<b>Глава 5 Формирование состояния поляризаций излучения оптическими элементами и системами</b>	<b>72</b>
1 Влияние состояния поляризации излучения на работу лазерных приборов	72
2 Формирование состояния поляризации излучения оптическими элементами и средами	74
3 Формирование состояния поляризации оптической системой	88
<b>Глава 6 Выбор и расчет оптических систем для формирования лазерного излучения</b>	<b>90</b>
1. Фокусирование (концентрация) лазерного излучения	90
2 Коллимация лазерного излучения	96
3 Изменение диаграммы направленности	102
4 Согласование лазерного пучка	104
5 Энергетические (светотехнические) расчеты оптических систем	106
Приложение	115
Список литературы	120

**Юрий Михайлович КЛИМКОВ**

## **ПРИКЛАДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА**

Редактор Л. К Тучкова  
Художественный редактор И. К. Капралова  
Технический редактор А. С. Давыдова  
Корректор А. А. Сиастина

ИБ № 4088

Сдано в набор 26.11.84 Подписано в печать 27.06.85 Т-12893  
Формат 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub> Бумага типографская № 2 Гарнитура литературная  
Печать высокая. Усл. печ. л. 6,72 Усл. кр.-отт. 6,93 Уч.-изд. л. 8,55  
Тираж 4700 экз. Заказ 1185 Цена 45 к.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение»  
107076, Москва, Строминский пер., 4.

Московская типография № 32 Союзполиграфпрома  
при Государственном комитете СССР по делам издательств,  
полиграфии и книжной торговли.  
103051, Москва, Цветной бульвар, 26.

## УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

---

Издательство «Машиностроение» с 1968 года выпускает серию книг «Библиотека приборостроителя». За это время вышло в свет около 100 выпусков.

В целях выявления и наиболее полного удовлетворения спроса специалистов-приборостроителей на литературу по вопросам проектирования, расчета, конструирования, особенностям технологии изготовления различных приборов, их надежности, точности, метрологического обеспечения и т. д., издательство проводит Всесоюзную заочную читательскую конференцию по книгам серии «Библиотека приборостроителя» и предлагает Вам принять в ней участие.

Нам интересно Ваше мнение

о тематике и актуальности отдельных выпусков и всей серии в целом:

о тематических направлениях, которые еще недостаточно представлены в серии;

об уровне раскрытия рассматриваемых вопросов;

о практической ценности книг серии в Вашей инженерной деятельности;

о внешнем и внутреннем оформлении;

о тираже отдельных выпусков серии.

Издательство с благодарностью примет Ваши замечания и пожелания по всем затронутым вопросам.

**В издательстве «Машиностроение»  
в серии «Библиотека приборостроителя»  
вышли следующие книги:**

**ВЫПУСК 1977 г. \***

1. Плотников В. М., Подрешетников В. А., Тетеревятников Л. Н. Интегрирующие измерительные приборы. 84 с.
2. Одинец С. С., Топилин Г. Е. Средства измерения крутящего момента. 160 с.
3. Земсков Г. Г., Савельев В. А. Средства измерения линейных размеров с использованием ОКГ. 88 с.
4. Романенко Н. Т., Барышев В. Г., Прудников С. Н. Приборы и устройства поддержания давления воздуха. 128 с.
5. Глухих В. М., Бобрынин Б. Н. Средства механизации статистического контроля размеров. 112 с.
6. Прецизионные датчики угла с печатными обмотками. Авт.: Л. Н. Сафонов, В. Н. Волянский, А. И. Окулов, В. Н. Прохоров. 152 с.
7. Феликсон Е. И. Упругие элементы силоизмерительных приборов. 160 с.
8. Бегларян В. Х. Проектирование приборов, оптимальных по конструкторско-технологическим параметрам. 120 с.
9. Куратцев Л. Е., Цырульников И. М. Приборы размерного контроля на элементах пневмоавтоматики. 136 с.

**ВЫПУСК 1978 г.**

10. Княсбейли А. Ш., Перепьштейн М. Е. Вихревые измерительные приборы. 152 с.
11. Московкин Л. Н., Ошарин В. И. Фотохимическое фрезерование. 96 с.
12. Соповьев А. И. Механизмы приборов в вакууме, газах и холоде. 80 с.
13. Голубь Б. И., Пахомов И. И., Хорохоров А. М. Собственное излучение элементов оптических систем оптико-электронных приборов. 144 с.

**ВЫПУСК 1979 г.**

14. Бурдун Г. Д., Сурогин В. Ф., Даревский В. Г. Методы и средства контроля качества алмазного инструмента. 120 с.
15. Митин В. М., Сотников Б. М., Шрайбман И. М. Технологические основы оптимизации сборочных процессов в приборостроении. 128 с.
16. Шарловский Ю. В. Механические устройства малых оптических систем. 128 с.
17. Осипович Л. А. Датчики физических величин. 160 с.
18. Скоков И. В. Оптические интерферометры. 128 с.
19. Трофимов А. И. Пьезоэлектрические преобразователи статистических нагрузок. 96 с.
20. Автоматические приборы для измерения концентрации суспензий. Авт.: Бегунов Б. Н., Жуков Ю. П., Зудин В. А. и др. 120 с.
21. Бахмутский В. Ф., Гореликов Н. И., Кузин Ю. Н. Оптоэлектроника в измерительной технике. 152 с.

\* Перечень книг серии «Библиотека приборостроителя», вышедших до 1977 г., помещен в книге Бегларяна В. Х. (см. п. 49 настоящего списка).

22. Федотов А. В. Расчет и проектирование индуктивных измерительных устройств. 176 с.

23. Гонек Н. Ф. Манометры. (Ленинградское отделение).

#### **ВЫПУСК 1980 г.**

24. Коган И. Ш., Сажин С. Г. Конструирование и наладка пневмоакустических измерительных устройств. 124 с.

25. Королев М. В. Эхоимпульсные толщиномеры. 112 с.

26. Головин В. В. Аналоговые пневматические устройства. 156 с.

27. Каратаев Р. Н., Копырин М. А. Расходомеры постоянного перепада давления. 86 с.

28. Благодарный В. М. Ускоренные ресурсные испытания приборных зубчатых приборов. 112 с.

29. Дубров Н. С., Кричевский Е. С., Невзлин Б. И. Многопараметрические влагомеры для сыпучих материалов. 144 с.

#### **ВЫПУСК 1981 г.**

30. Ионак В. Ф. Приборы кинематического контроля. 128 с.

31. Черничин А. Н. Вибрационно-частотный метод контроля характеристик упругих элементов. 96 с.

32. Грейм И. А. Зеркально-призмённые системы. 126 с.

33. Застрогин Ю. Ф. Контроль параметров движения с использованием лазеров. 176 с.

34. Шкатов Е. Ф. Пневматические преобразователи параметров газоочистки. 176 с.

35. Рыбальченко Ю. И. Магнитоупругие датчики крутящего момента. 128 с.

36. Шишкинский В. И. Магнитоанизотропные монолитные силоизмерители. 80 с.

37. Маквецов Е. Н., Твртковский А. М. Дискретные модели приборов. 136 с.

38. Тимошенко К. Д., Минаев В. Н., Гордиенко С. Я. Приборы контроля и регулирования температуры с термобиметаллическим диском. 112 с.

39. Дискретные средства преобразования и сбора измерительной информации. Авт.: Абдуллаев А. А., Набиев И. А., Гусейнов М. Ш. и др. 144 с.

40. Карцев А. Е., Коротков В. П. Унифицированные струнные измерительные преобразователи. 144 с.

41. Бугров А. В. Высокочастотные емкостные преобразователи и приборы контроля качества. 94 с.

42. Королев М. В., Карпельсон А. Е. Широкополосные ультразвуковые пьезопреобразователи. 158 с.

#### **ВЫПУСК 1983 г.**

43. Киясбейли А. Ш., Лифшиц Л. М. Счетчики и расходомеры жидкости с овальными шестернями. 144 с.

44. Левин В. И. Пневматические элементы и устройства релейной автоматики. 168 с.

45. Агрегатный комплекс средств измерения вибрации. Авт.: В. А. Маленький, И. М. Недужко, Б. Г. Орлов и др. Под ред. О. Е. Шведенко. 127 с.

46. Скоков И. В. Расчет спектральных интерференционных приборов. 80 с.

47. **Шваб И. А., Селезнев А. В.** Измерение угловых ускорений. 160 с.

48. **Франко Р. Т., Кадук Б. Г., Кравченко А. А.** Газоаналитические приборы и системы. Под ред. А. А. Кравченко. 128 с.

49. **Бегларян В. Х.** Климатические испытания аппаратуры и средств измерений. 160 с.

50. **Средства** контроля винтовых пружин сжатия. Авт.: Н. М. Бобин, Е. А. Голованов, Ш. И. Гагуа и др. 72 с.

51. **Мельников В. Е.** Электромеханические преобразователи на базе кварцевого стекла. 160 с.

#### **ВЫПУСК 1984 г.**

52. **Кожевников Ю. Г.** Оптические призмы. Изд. 2-е, перераб. и доп. 152 с.

53. **Крутоголов В. Д., Кулаков М. В.** Ротационные вискозиметры. 112 с.

54. **Самсаев Ю. А.** Вибрации приборов с опорами качения. 128 с.

55. **Матвеев В. И.** Отсчетные устройства приборов и систем. 144 с.

56. **Парфенов Е. М.** Электромеханические модули точного приборостроения, 144 с.

57. **Киясбейли А. Ш., Измайлов А. М., Гуревич В. М.** Частотно-временные ультразвуковые расходомеры и счетчики. 128 с.

58. **Юдич М. З.** Аналоговые сравнивающие устройства. 96 с.

59. **Петропавловский В. П., Сеницын Н. В.** Фазовые цифровые преобразователи угла. 136 с.

60. **Крутин В. Н.** Колебательные реометры. 160 с.

61. **Александров В. А., Карамышкин В. В.** Конструирование амортизаторов из вспененных материалов для транспортируемых приборов. 80 с.

#### **ВЫПУСК 1985 г.**

62. **Прокунцев А. Ф., Максимова Е. С.** Бесконтактная передача и обработка информации с вращающихся изделий. 80 с.

63. **Королев М. В.** Безэталоные ультразвуковые толщиномеры. 80 с.