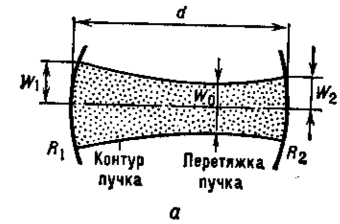
чивыми О. р. расположен также конфокальный О. р. ($R_1 = R_2 = d$). Из устойчивых О. р. наиб. часто используется полуконфокальный ($R_1 = \infty$, $R_2 = 2d$), из неустойчивых — телескопический О. р. ($R_1 + R_2 = 2d$). Потери на излучение в неустойчивых О. р. для



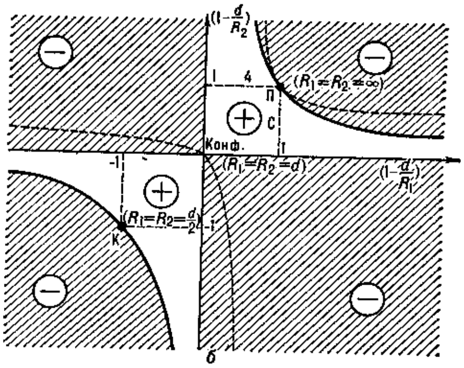


Рис. 2. Образование каустики (а) и диаграмма устойчивости двухзеркальных резонаторов (б): знаком плюс отмечены области устойчивости; минусом — области неустойчивости; сплошные линии — границы этих областей; П — резонатор с плоскими зеркалами; Конф. — конфокальный резонатор; К — концентрический резонатор; пунктир — линия телескопических резонаторов.

колебаний высших типов значительно больше, чем для осн. колебания. Это позволяет добиться одномодовой генерации лазера и связанной с ней высокой направленности излучения.

Теория. Распределение электрич. поля E устойчивого О. р. в плоскости, перпендикулярной оси О. р. (z), описывается выражением

$$E(x,y) = E_0 H_m(x/W) H_n(y/W) \exp[-(x^2 + y^2)/2W^2]. \quad (1)$$

Здесь E_0 — коэф., определяющий амплитуду поля; $H_{m,n}$ — полиномы Эрмита (см. *Ортогональные полиномы*) m-й и n-й степеней: $H_0(x) = 1$, $H_1(x) = 2x$, $H_2(x) = 4x^2 - 2$, $H_3(x) = 8x^3 - 12x$; W — поперечный радиус продольной моды (на расстоянии от оси О. р., равном W, плотность энергии продольной моды уменьшается в e раз). Зависимость $W(z)$ имеет вид

$$W = \sqrt{W_0^2 + z^2/k^2W_0^2},$$

где $k = 2\pi/\lambda$, а z отсчитывается от т. н. перетяжки продольной моды, т. е. от той точки на оси резонатора, где её радиус имеет наим. значение, равное W_0 (рис. 2,*а*). Расстояние от перетяжки до зеркала R_1

$$d_1 = \frac{d(R_2 - d)}{R_1 + R_2 - 2d},$$

радиус продольной моды в перетяжке

$$W_0 = \sqrt[4]{\frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{k(R_1 + R_2 - 2d)}}.$$

Частотный спектр двухзеркального О. р. задаётся условием

$$\nu_{m,n,q}(\text{Гц}) = \frac{c}{2d}\Big[q + (m + n + 1)\frac{c}{\pi}\arccos\sqrt{(1 - d/R_1)(1 - d/R_2)}\Big]. \quad (2)$$

Распределение поля на зеркале показано на рис. 3. Т. к. частотный спектр двухзеркального О. р. вырожден (зависит лишь от суммы $m + n$, но не от каждого из индексов в отдельности), то $E(x,y)$ может отличаться от (1). Конкретный вид распределений зависит от слабых возмущающих действий со стороны диафрагм или др. объектов в области, занимаемой пучком. В частности, при осевой симметрии возможны распределения полей (рис. 4), описываемые в цилиндрич. координатах (r, φ, z) выражением

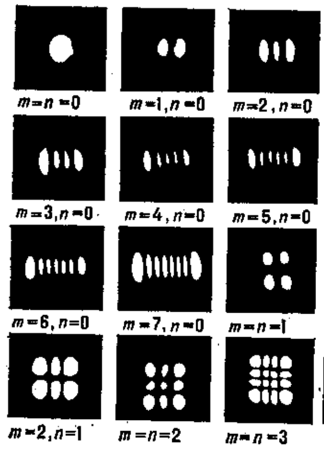


Рис. 3. Распределение поля на зеркале при прямоугольной симметрии.

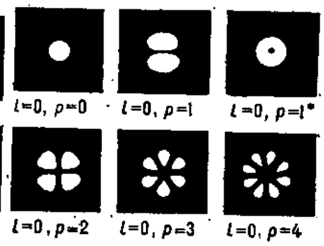


Рис. 4. Распределение поля на зеркале при осевой симметрии; * соответствует распределению поля при сложении двух ортогонально поляризованных мод.

$$E(r,\varphi) = E_0(r/W)L_p^l(r^2/W^2)\exp(-r^2/2W^2)\left[\binom{\sin}{\cos}l\varphi\right].$$

Здесь l, p — индексы колебания, определяющие число обращений поля в 0 при изменении r и φ; $W(z)$ — радиус продольной моды; $L_p^l(x)$ — обобщённый полином Лагерра: $L_0^l = 1$; $L_1^l = l + 1 - x$; $L_2^l = \frac{1}{2}(l + 1)(l + 2) - (l + 2)x + \frac{1}{2}x^2; \ldots$

Спектр О. р. при осевой симметрии определяется соотношением (2), где ($m + n + 1$) следует заменить на ($2p + l + 1$).

Составной резонатор. Кроме зеркал О. р. часто содержит т. н. активные элементы (пластинки, линзы и др.). Составной О. р. может работать в двух режимах в зависимости от того, используется или теряется излучение, отражённое от промежуточных поверхностей. Если отражённое излучение используется, то О. р. наз. согласованным. Каждая часть согласованного О. р., заключённая между двумя соседними поверхностями раздела, может рассматриваться как отд. резонатор, причём поперечные моды этих резонаторов подбирают так, чтобы они совпадали на границах раздела. Условие согласования (рис. 5) имеет вид

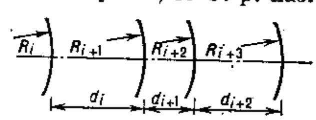


Рис. 5.

$$\frac{R_{i+2} - d_{i+1}}{2d_{i+1} - R_{i+2} + R_{i+1}} = \frac{(R_i + d_i)d_i}{2d_i - R_{i+1} + R_i}.$$

Согласованный О. р. обладает неэквидистантным спектром и может быть использован для разрежения продольного спектра О. р. (см. ниже).

Важной проблемой в случае составного О. р. является эфф. заполнение активной среды лазера полем выбранной моды. Если составной О. р. обладает осью или плоскостью симметрии, то продольная мода (как и у двухзеркального О. р.) является гауссовым пучком (см. *Квазиоптика*). Его прохождение через оптич. элементы описывается матрицами этих элементов (см. *Матричные методы* в оптике), а прохождение через О. р. описывается матрицей, являющейся произведением матриц составляющих его оптич. элементов. При