расходимость $\theta_д = 1/ka(z)$ гауссова пучка нулевого порядка в сечении z образуют инвариант

$$\theta_п^2 = \theta_г^2 + \theta_д^2 = (ka_0)^{-2},$$

равный полной расходимости пучка на бесконечности. При $z < z_д$ в пучке преобладает дифракц. расходимость, а при $z > z_д$ — геометрическая. Поперечная структура пучков высших порядков $A_{m,n}(x, y, z)$ описывается произведением функций Эрмита соответствующих порядков. Радиусы этих пучков и их расходимости в направлениях x и y в $\sqrt{2m+1}$ и $\sqrt{2n+1}$ раз больше, чем для осн. пучка.

Особенностью осн. гауссова пучка является возможность представления его в виде сферич. волны, выходящей из комплексной точки и имеющей комплексную кривизну $K_k = R_k^{-1}(z) = R^{-1}(z) - [ika^2(z)]^{-1}$. Изменение параметров гауссова пучка, описываемого ф-лой (4), эквивалентно при таком подходе уменьшению радиуса кривизны R_k сферич. волны на величину z: $R_k(z) = R_k(0) - z$. Сферич. волне сопоставляется матрица

$$Q = \begin{pmatrix} s_\perp \\ r_\perp \end{pmatrix},$$

образованная вектором $r_\perp(x, y)$ нек-рой точки на фронте волны и поперечной проекцией лучевого вектора $s_\perp = -r_\perp/R_k$ в той же точке. Преобразование гауссова пучка оптич. системой с произвольной матрицей перехода (лучевой матрицей)

$$S = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \quad \det S = 1,$$

как и для сферич. волн, сводится к перемножению матриц S и Q. При этом выходной пучок описывается обычной ф-лой геом. оптики: $K'_k = (K_kA - B)/(K_kC - D)$.

Квазиоптические системы. Практически важным классом являются периодич. квазиоптич. системы: открытые волноводы (лучеводы) и открытые резонаторы. Если S — матрица перехода такой системы, то её собств. волны определяются из решения ур-ния

$$SQ = pQ \tag{5}$$

условием

$$R_k = (A - p)/B = C/(D - p), \quad \operatorname{Im} R_k < 0,$$

где

$$p = (A + D)/2 \pm [(A + D)^2/4 - 1]^{1/2}. \tag{6}$$

При $|A + D| < 2$ собств. значения p комплексны, $|p| = 1$ и собств. волнами волновода, согласно (6), являются гауссовы пучки. Это область устойчивости, в к-рой лучи в периодич. системе совершают финитное движение. При $|A + D| > 2$ собственными являются сферич. нелокализованные волны. Это область неустойчивости, в к-рой движение лучей инфинитно: $|p_1| < 1$, $|p_2| > 1$. Примером лучевода может служить периодич. последовательность линз (линзовая линия, рис. 3)

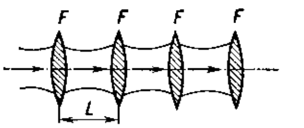

Рис. 3. Линзовый волновод.

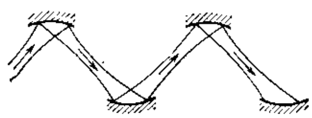

Рис. 4. Зеркальный волновод.

или эллиптич. зеркал (зеркальная линия, рис. 4), осуществляющих последоват. фазовую коррекцию пучка. Область устойчивости таких линий определяется условием $(L/4) < F < \infty$, где F — фокусное расстояние одного элемента линии, L — расстояние между ними. В открытых резонаторах (рис. 5) поле формируется волновыми пучками, многократно отражающимися от зеркал. Области устойчивости и структуры пучков в резонаторах со сферич. зеркалами определяются ур-нием (5), где под S в общем случае следует понимать лучевую матрицу, отвечающую полному обходу пучком резонатора (см. *Оптический резонатор*).

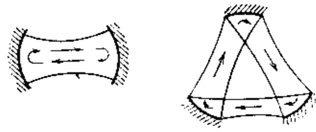

Рис. 5. Открытые резонаторы.

Квазиоптич. системы открытого типа заменили традиционные в диапазоне СВЧ *объёмные резонаторы* и *волноводы металлические* в диапазонах миллиметровых, субмиллиметровых и оптич. волн. Прежние системы оказались непригодными из-за повышения требований к точности изготовления элементов вследствие уменьшения их размеров, снижения электрич. прочности, значит. возрастания потерь в экранирующих проводниках. Использовать же экранированные системы с $d \gg \lambda$ (т. е. сверхразмерные волноводы и резонаторы) трудно вследствие уплотнения спектра собств. волновых чисел (волноводы) или собств. частот (резонаторы), практически сливающихся в сплошной спектр из-за уширения отд. линий. В открытых системах разрежение спектра (селекция мод) происходит из-за отсутствия боковых стенок, что не только ограничивает допустимый диапазон волновых векторов параксиальной областью, но и позволяет подбором размеров зеркал или диафрагм увеличивать потери на излучение (дифракц. потери) мод высших типов. В квазиоптич. системах с огранич. корректорами гауссовы пучки уже не являются собств. модами, структура к-рых определяется теперь из решения ур-ния типа $\hat{S}u = pu$ с интегральным оператором $\hat{S}$, построенным аналогично (3) с учётом фазовой коррекции пучка зеркалами или линзами. Помимо геометрии корректоров в диафрагмиров. системах важную роль играет параметр $N = a^2/\lambda L$, равный квадрату отношения радиуса корректора к радиусу первой зоны Френеля. Этот параметр определяет степень ограничения пучков, а следовательно, и уровень дифракц. потерь. Дифракц. потери, слабо возмущающие структуру полей в открытых волноводах и резонаторах с фокусирующими элементами, полностью формируют её в резонаторах с плоскими зеркалами и эквивалентных им линиях, образованных периодич. последовательностью поглощающих диафрагм (рис. 6). В таких системах устанавливаются собств. структуры волновых пучков, убывающие к краю зеркала или диафрагмы, что приводит к снижению потерь на излучение.

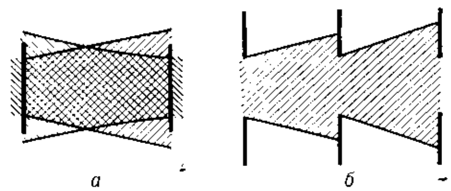

Рис. 6. Формирование волнового пучка в резонаторе с плоскими зеркалами (*а*) и в диафрагменной линии (*б*).

Параксиальные волновые пучки могут формироваться не только в свободном пространстве, но и в слабонеоднородных средах, напр. в рефракционных волноводах, используемых в технике (см. *Волоконная оптика*), и природных (ионосферные и атмосферные волноводы, подводный звуковой канал). Их описывают при помощи параболич. ур-ния

$$2ik\frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_\perp A, \tag{7}$$

обобщающего ур-ние (2) на случай среды с перем. коэф. преломления $n = n_0(1 + \tilde{n})$, где $\tilde{n} \ll 1$. В частности, в волноводах с $\tilde{n} = -\alpha x^2$ (x — поперечная координата) собств. модами по-прежнему являются гауссовы пучки.