

симметрии кристалла. П. ф. к. могут иметь только 1, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 16, 24 и 48 граней. Существует 47 П. ф. к., названия к-рых даются по ряду признаков: числу граней, их очертанию и др. (рис.).

Различают общие и частные П. ф. к. Частная П. ф. к. получается, если исходная грань параллельна или перпендикулярна осям или плоскостям симметрии или пересекает их под одинаковыми углами. Общая П. ф. к. получается, когда исходная грань задана в общем положении относительно элементов симметрии.

Все грани П. ф. к. при росте кристалла имеют одинаковую скорость роста.

Лит.: Современная кристаллография, т. 1, М., 1979.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ — см. *Дисперсия пространственная*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИНВЕРСИЯ — операция зеркального отражения пространственных координатных осей. С инвариантностью теории относительно П. и. в квантовой механике и в квантовой теории поля связано понятие *чётности*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ волнового поля — одна из его характеристик, определяющая статистич. связь, корреляцию между параметрами поля в разных точках пространства.

П. к. лазерного пучка определяет статистич. связь между значениями поля не в произвольных точках пространства, а в разных точках поперечного сечения пучка. Вдоль направления распространения лазерного пучка статистич. связь определяется временной *когерентностью* излучения. Спонтанные шумы, возбуждение многих поперечных мод приводят к тому, что поперечная пространственная структура лазерных пучков становится случайной, а их поле излучения оказывается не полностью когерентным в пространстве. Вместе с тем масштаб поперечных корреляций лазерного излучения (поперечный радиус когерентности, радиус корреляции) значительно превосходит соответствующий масштаб нелазерных источников излучения. По величине отношения значений радиуса корреляции к радиусу пучка лазерного излучения различают два предельных случая излучения: многомодового по поперечным индексам и одномодового.

Многомодовые лазерные пучки. В случае возбуждения большого числа N поперечных мод со статистически независимыми фазами пространственная статистика лазерных пучков близка к гауссовой. При этом поперечная пространственная корреляц. ф-ция, ф-ция взаимной когерентности, определяемая выражением

$$\begin{aligned} \Gamma(r+s, r) &= \langle E(r, z, t) E^*(r+s, z, t) \rangle = \\ &= \sum_{m, n} |A_{mn}|^2 \Psi_{mn}(r, z) \Psi_{m, n}^*(r+s, z), \end{aligned} \quad (1)$$

похожа на корреляц. ф-цию δ -коррелированного излучения, дифрагированного на круглом отверстии. В выражении (1) $E(r, z, t)$ — комплексная напряжённость электрич. поля, действительная часть — $\text{Re} E(r, z, t)$, A_{mn} — амплитуда моды с поперечными индексами m и n , $\Psi_{mn}(r, z)$ — модовая ф-ция, $|\Psi_{mn}(r, z)|^2$ описывает распределение интенсивности моды в поперечном сечении. Направление оси z совпадает с направлением распространения лазерного пучка, двумерный вектор r лежит в плоскости, перпендикулярной оси z . На рис. 1

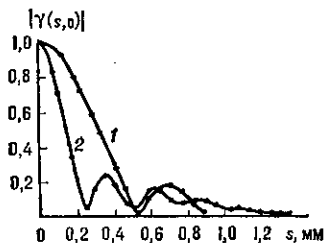


Рис. 1. Модуль степени пространственной когерентности излучения твердотельного лазера для N поперечных мод: 1 — для $N = 830$; 2 — для $N = 10^4$.

изображена нормированная корреляц. ф-ция (1), т. е. степень П. к.

$$\gamma(r+s, r) = \Gamma(r+s, r) / \Gamma(r, r) \Gamma(r+s, r+s),$$

для случая $r = 0$ и разл. числа поперечных мод. Значение радиуса корреляции, определённого, напр., по уровню 0,5 от макс. значения $|\gamma(s, 0)|$, равного единице, существенно зависит от геометрии резонатора и числа поперечных мод N . Так, для многомодовых лазерных пучков, возбуждаемых в резонаторе с плоскими прямоугольными зеркалами, радиус корреляции $r_{\text{кп}} \approx d/N$, где $2d$ — размер зеркала вдоль измеряемого направления. В случае сферич. резонатора с круглыми зеркалами $r_{\text{кс}} \approx \sqrt{3a(z)/\sqrt{N}}$, где $a(z)$ — радиус низшей моды на расстоянии z от переганки пучка. Последняя зависимость радиуса корреляции получила эксперим. подтверждение. Кроме того, значение радиуса корреляции $r_{\text{кс}}$ увеличивается к краю лазерного пучка, т. е. многомодовые лазерные пучки, возбуждаемые в сферич. резонаторах, являются статистически неоднородными. Для числа мод $N = 10^4$ отношение $r_{\text{к}}/a \approx 10^{-2}$, поэтому, если радиус пучка составляет 1—10 мм, радиус корреляции оказывается равным 10—100 мкм. При наличии неоднородностей в активной лазерной среде даже для плоского резонатора более адекватной оказывается модель сферич. резонатора.

Одномодовые лазерные пучки; предельная П. к. и стохастическое блуждание пучка. При генерации лишь осн. поперечной моды TEM_{00} (индексы $m = n = 0$) усиление в лазере достаточно для компенсации потерь, состоящих из потерь в среде, на излучение и дифракционных. Однако этого усиления недостаточно для компенсации потерь на высших модах, поскольку с увеличением номера поперечного индекса m и (или) n дифракц. потери растут. Спонтанное излучение усиливающей среды не только является затравкой для возбуждения осн. моды, но и поддерживает на определённом уровне интенсивность подпороговых высших мод. Вследствие излучения последних П. к. одномодовых лазерных пучков не является полной. Но в пределах ширины пучка степень П. к., напр. для излучения гелиево-неоновых лазеров, отличается от 1 не более чем на $10^{-4} - 10^{-6}$ (рис. 2). Осн. влияние на предельную степень П. к. моды TEM_{00} оказывают ближайшие подпороговые

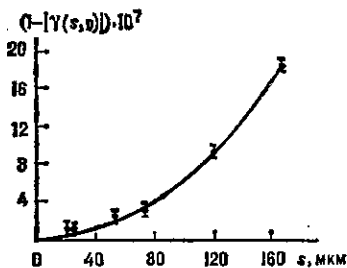


Рис. 2. Зависимость $1 - |\gamma(s, 0)|$ в одночастотном режиме генерации лазера ЛГ-159 ($\lambda = 633$ нм): точки — экспериментальные данные, кривая — теоретическая.

высшие моды, т. е. моды с поперечными индексами $m = 0, n = 1$ и $m = 1, n = 0$. Для мод сферич. резонатора

$$\Psi_{00}(s) = \exp(-s^2/a_0^2), \quad \Psi_{10}(s) = 2(s/a_0) \exp(-s^2/a_0^2)$$

и значений $r\{0, 0\}$, $s\{s, 0\}$ степень П. к.

$$\gamma(s, 0) = 1 - \frac{1}{2} \epsilon f(s) = 1 - 2\epsilon (s/a_0)^2, \quad (2)$$

где

$$\epsilon = \frac{\langle |A_{10}(t)|^2 \rangle}{|A_{00}|^2}, \quad f(s) = \frac{\Psi_{10}^2(s)}{\Psi_{00}^2(s)}.$$

Величина ϵ представляет собой отношение макс. интенсивностей подпороговой моды и осн. моды:

$$\epsilon = \frac{\alpha(\omega_0)u(1-R^2)\hbar\omega_0}{8(q_{10}-q_{00})P} \cdot \frac{N_1}{N_2 - (g_0/g_1)N_1}. \quad (3)$$