

Здесь $\alpha(\omega_0)$ и u — коэф. усиления и групповая скорость на частоте ω_0 осн. моды, \hbar — Планка постоянная, $q_{\text{тп}}$ — дифракц. потери на соответствующей моде, R — коэф. отражения по амплитуде выходного зеркала; N_1, N_2 — населённости нижнего и верхнего уровней усиливающей среды, q_j — параметр вырождения уровня, P — мощность излучения через выходное зеркало. Из (3) видно, что значение ϵ обратно пропорц. разности дифракц. потерь ($q_{10} - q_{00}$), излучаемой мощности P , разности населённостей рабочих уровней.

Др. интерпретация следствия подпорогового возбуждения высших мод (т. е. не полной П. к.) — стохастич. блуждание центра осн. моды. Дисперсия этого блуждания

$$\sigma^2 = \langle (\delta s)^2 \rangle = \epsilon a_0^2. \quad (4)$$

При радиусе пучка $a_0 = 0,3$ мм значение $\sigma = 0,5$ мкм (рис. 2). С ростом мощности излучения величина σ уменьшается как $P^{-1/2}$ и может быть ≈ 10 нм.

С неполной П. к. можно также связать естеств. угл. расходимость θ_e , обусловленную спонтанным излучением лазера:

$$\langle \theta_e^2 \rangle = -k_0^2 a_0^2 \gamma(s, 0) / ds^2 \Big|_{s=0}. \quad (5)$$

При этом дисперсия случайного блуждания

$$\sigma^2 = \frac{1}{4} (k_0 a_0)^2 \langle \theta_e^2 \rangle. \quad (6)$$

Соотношения (5), (6) дают общую связь между неполной П. к., стохастич. блужданием и естеств. угл. расходимостью лазерного пучка. Выражения (4), (6) в совокупности с (3) можно рассматривать как некий пространственный аналог ф-лы Шавлова — Таунса для естеств. ширины линии одночастотного лазерного излучения.

Неполная П. к. одномодового лазерного пучка (или естеств. угл. расходимость, или стохастич. блуждание), обусловленная принципиально не устранимыми флуктуациями — спонтанным излучением лазера, влияет, очевидно, на разрешающую способность и информативность систем оптич. записи и считывания информации.

Лит.: Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С., Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., 1981; Ахманов С. А., Чиркин А. С., Велиский А. В., Прельменная пространственная когерентность лазерного излучения, «УФН», 1993, т. 163, № 3.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ РЕШЕТКА — бесконечная совокупность точек (узлов), расположенных по вершинам равных параллелепипедов, сложенных равными гранями и заполняющих пространство без промежутков; простейшая схема строения кристалла. Параллелепипеды П. р. преобразуются друг в друга преобразованиями из группы конечных переносов (трансляций). См. *Браве решётки*.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ — воздействие на структуру потока излучения с целью придания желаемых свойств (напр., малой расходимости) либо обработки переносимой этим потоком информации (см. *Оптическая обработка информации*). В оптич., ИК- и ближнем УФ-диапазонах используются фокусирующие элементы для создания пространственных фильтров, к-рые осуществляют эфф. и разнообразное управление пространственным спектром излучения. В рентг. и др. КВ-диапазонах фокусирующие линзы и зеркала отсутствуют, для выделения узкого коллимированного пучка в этих диапазонах применяются наборы последовательно установленных экранов с расположенными на одной линии отверстиями в них.

Чаще всего П. ф. сводится к преобразованию фурье-спектра двумерного распределения поля по сечению светового пучка. Кроме разложения волны в фурье-спектр применяются и иные виды разложений (напр., с помощью преобразования Френеля), но значительно реже.

Фурье-фильтрация используется во многих традиц. методах исследования объектов, непосредств. наблюдение к-рых по тем или иным причинам невозможно или затруднено. Стандартная схема оптич. систем с фурье-фильтрацией приведена на рис. Близкий к параллельному пучок света от лазера либо от иного малого источника света 1, помещённого в фокальной плоскости коллимирующей линзы 2, проходит через исследуемый объект 3 и попадает в фурье-фильтр, состоящий из двух положительных софокусных линз 4 и 6 и расположенного в их общей фокальной плоскости фазово-амплитудного транспаранта 5. В фокальной плоскости линзы 4 формируется фурье-образ распределения поля перед

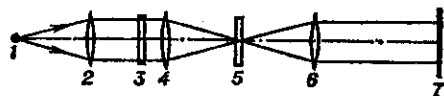


Схема пространственной фильтрации: 1 — источник света; 2 — коллимирующая линза; 3 — исследуемый объект; 4 и 6 — софокусные линзы; 5 — транспарант; 7 — плоскость изображений объекта.

этой линзой (см. *Матричные методы в оптике*). Транспарант осуществляет необходимое воздействие на спектр, линза 6 — обратное преобразование Фурье. Перевернутое изображение объекта находится в плоскости 7 на расстоянии $4f$ от него, где f — фокусное расстояние линз 4, 6 (для простоты считаем их идентичными).

Если объект является самосветящимся (плазма, продукты взрыва) и его зондаж осуществляется с помощью излучения источника 1, то для уменьшения засветки изображения объект используют транспарант в виде непрозрачного экрана с отверстием на оси, пропускающим весь поток зондирующего излучения. Для наблюдения мелких рассеивающих свет частиц и оптич. неоднородностей в прозрачных средах используют т. н. теневые методы, при к-рых перекрывают центр. часть сечения фокальной плоскости. В результате до системы регистрации доходит лишь рассеянный свет и распределение освещённости в плоскости 7 соответствует картине распределения неоднородностей (источников светорассеяния) в плоскости объекта.

Намного большая чувствительность к малым фазовым возмущениям достигается с помощью метода *фазового контраста* (метода Цернике). Прозрачный объект, являющийся источником возмущений, освещается идеальной плоской волной; после его прохождения распределение комплексной амплитуды волны приобретает вид $u \approx e^{i\varphi}$, где φ — зависящие от поперечных координат фазовые отклонения, к-рые и подлежат регистрации. Транспарант представляет собой прозрачную пластинку с таким утолщением (либо выемкой) в малой приосевой зоне, что между светом, проходящим через эту зону и через остальную часть сечения, создаётся разность хода $\lambda/4$.

При малых фазовых отклонениях φ величина $e^{i\varphi} \approx 1 + i\varphi$; первому члену разложения соответствует плоская волна ($u = \text{const}$), фокусируемая линзой в центр. часть транспаранта, второму — рассеянный свет, проходящий мимо центр. зоны. Введение фазового сдвига между этими компонентами приводит к тому, что после фильтра $u \approx 1 + e^{i\pi/2} i\varphi = 1 - \varphi$, $|u|^2 \approx (1 - \varphi)^2 \approx 1 - 2\varphi$. Т. о., фазовые искажения превращаются в вариации интенсивности, причём в отличие от теневых методов реакция здесь является линейной.

Если, оставив транспарант там же, поместить в плоскости 7 плоское зеркало, свет на обратном пути будет подвергаться аналогичному преобразованию и при подходе к объектной плоскости окажется, что $u \approx 1 + e^{i\pi} \times i\varphi = 1 - i\varphi \approx e^{-i\varphi}$, т. е. реализуется *обращение волнового фронта*.