

вые по частоте излучения возбуждённые атомы, то за время τ часть атомов кончает излучать и начинают излучать другие с новыми независимыми фазами. Это приводит к снижению с. в. к. вплоть до нуля.

В случае небольших угл. размеров источника света целесообразно вместо пространственно-временной с. в. к. рассматривать две — пространственную когерентность $|\gamma_{12}(0)| = \gamma_{12}$ и временную когерентность $|\gamma_{11}(\tau)| = \gamma(\tau)$ с характерными параметрами — площадью когерентности S_0 и временем когерентности τ_0 .

Площадь когерентности — площадь S_0 на плоскости, нормальной направлению на источник, ограниченной кривой, в пределах которой с. в. к. между любыми двумя точками не падает ниже нек-рой заданной величины $\gamma_{12}^{\text{мин}}$. Для удалённого квазимонохроматич. источника, все элементы к-рого излучают независимо, γ_{12} даётся пространственным преобразованием Фурье от распределения интенсивностей по площади

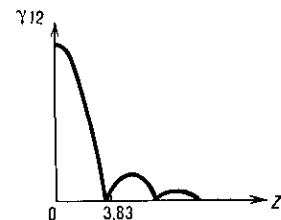


Рис. 2. Зависимость степени взаимной корреляции от расстояния r между двумя отверстиями.

источника. Напр., для источника в виде плоского диска постоянной светимости $\gamma_{12} = |2J_1(z)/z|$, где J_1 — ф-ция Бесселя первого рода, $z = ar/\lambda$, λ — ср. длина волны, a — угл. размер источника; r — расстояние между точками 1 и 2. График $\gamma_{12}(z)$ приведён на рис. 2. Площади когерентности при освещении обычными источниками, как правило, очень малы. Напр., в солнечном свете с. в. к. первый раз обращается в нуль уже для точек, удалённых друг от друга на $3 \cdot 10^{-3}$ см, что и определяет трудности наблюдения интерференции в экспериментах типа Юнга. По мере уменьшения угл. размера источника площадь когерентности растёт. На измерении ф-ции $\gamma_{12}(z)$ основан метод Майкельсона определения диаметра звёзд (см. *Интерферометр звёздный*). Для лазеров площадь когерентности может перекрывать всё сечение пучка. В этом случае высокая с. в. к. является следствием вынужденного (и тем самым согласованного) характера испускаемого света частицами его рабочей среды в резонаторе, выделяющем типы колебаний малой угл. расходимости.

Временем когерентности τ_0 наз. мин. задержка τ между интерферирующими световыми волнами, снижающая $\gamma(\tau)$ до заданной малой величины, напр. до 0. Зависимость $\gamma(\tau)$ даётся преобразованием Фурье от спектра мощности поля. Для поля с шириной спектра $\Delta\nu$ время когерентности $\tau_0 \approx 1/4\pi\Delta\nu$. Для разл. источников света τ_0 меняется в широких пределах. Напр., для солнечного света $\tau_0 \sim 10^{-15}$ с, чему соответствует длина когерентности $\delta_0 = c\tau_0$ (c — скорость света) порядка доли микрона. Для узких спектральных линий газоразрядных источников света δ_0 доходит до десятков см. Для одночастотных лазеров τ_0 может доходить до долей секунды, и соответственно δ_0 измеряется многими тысячами км. Если световое поле содержит неск. раздельных спектральных линий, то $\gamma(\tau)$ является немонотонно убывающей ф-цией τ . Напр., если спектр состоит из двух линий ν_1 и ν_2 , то $\gamma(\tau)$ периодична с периодом $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$. Это характерно для лазерных источников.

Строго говоря, взаимно когерентны только поля, полученные от общего источника. Поля независимых источников некогерентны. Однако поля независимых источников с очень узкими спектральными линиями при наложении обнаруживают интерференцию, если наблюдение производится в течение времени $\Delta t \ll \Delta\nu^{-1}$, $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$, где ν_1 и ν_2 — ср. частоты полей источников, $\Delta\nu$ — большая из ширин линий ν_1 и ν_2 . Через промежуток времени порядка $\Delta\nu^{-1}$ или $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$ и. к. ме-

няется и при усреднении по интервалу времени $\Delta t \gg \Delta\nu^{-1}$, $(\nu_1 - \nu_2)^{-1}$ полностью замыкается. Такую нестационарную и. к. можно регистрировать, фотографируя с достаточно малым временем экспозиции, однако чаще наблюдение ведётся с помощью фотоэлектрич. приёмника. При этом интерференция проявляется в виде зависимости от времени сигнала приёмника: при $\nu_1 \neq \nu_2$ сигнал квазипериодичен (световые бией и я), а при $\nu_1 = \nu_2$ меняется во времени нерегулярно с временем корреляции порядка $\Delta\nu^{-1}$. Для описания такой нестационарной интерференции можно использовать понятие когерентности, имея при этом в виду в ф-ле (3) усреднение по огранич. интервалу времени Δt .

Нестационарная интерференция наблюдается только при достаточно высокой яркости источников света. Критерием является число фотонов в объёме когерентности $V_0 = S_0\delta_0$, к-рое должно быть не слишком малым по сравнению с 1. Практически нестационарная интерференция имеет место только с лазерными источниками. Очень слабые проявления остаточной нестационарной интерференции в полях тепловых источников света наблюдаются в экспериментах по спектроскопии шумов излучения и по корреляции интенсивностей. Для их теоретич. описания помимо рассмотренной К. с. вводится когерентность второго порядка, выражающаяся через ф-ции корреляции уже не полей, а интенсивностей (см. *Квантовая оптика, Квантовая когерентность*).

Лит.: Глаубер Р., Оптическая когерентность и статистика фотонов, в кн.: *Квантовая оптика и квантовая радиофизика*, пер. с англ., франц., М., 1966; Франсон М., Сланский С., Когерентность в оптике, пер. с франц., М., 1967; Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. Е. Б. Александров.

КОГЕРЕНТНЫЕ И НЕКОГЕРЕНТНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ. Когерентными наз. процессы нелинейного взаимодействия световых волн, существенно зависящие от фазовых соотношений. Соответственно, к некогерентным относятся нелинейные оптич. процессы, зависящие лишь от интенсивностей волн. Понятия когерентности и некогерентности в нелинейной оптике играют важную роль, в первую очередь при классификации многоволновых взаимодействий (многофотонных процессов) и резонансных эффектов.

Многоволновые взаимодействия наз. когерентными, если они происходят без передачи энергии среде. В этом случае фазовое согласование отдельных компонентов поля возникает в результате одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса только для волн, без участия среды. Такие процессы наз. также параметрическими. (Подробнее см. *Многофотонные процессы*.)

При взаимодействии световых полей в условиях одно- или многофотонных резонансов с квантовыми переходами в среде когерентными наз. нестационарные процессы, за время развития к-рых фазовые соотношения между полем и откликом вещества не успевают существенно нарушиться релаксацией (см. *Оптическая нутация, Самоиндуцированная прозрачность, Фотонное эхо*). В противоположном случае процессы становятся некогерентными (см., напр., *Насыщения эффект*).

Представления о когерентности процессов используются также при анализе распространения волн в нелинейных средах, когда необходимо учитывать пространственную эволюцию фазовых соотношений. В этом случае процесс может быть когерентен локально, а при распространении в среде может произойти полная или частичная потеря когерентности. Подобная ситуация реализуется, напр., при параметрическом взаимодействии случайно модулированных волн в диспергирующих средах.

Лит.: Ахманов С. А., Хохлов Р. В., Проблемы нелинейной оптики, М., 1964; Бломберген Н., Нелинейная оптика, пер. с англ., М., 1966; Аллен Л., Эберл и Д., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е.,