

сят к процессу след. порядка малости, с участием двух фотонов накачки ($2\omega_n = \omega + \omega'$). Этот процесс, наз. гиперпараметрич. рассеянием, возможен и в центросимметричной среде (за счёт её кубич. восприимчивости), и даже в вакууме (за счёт рождения виртуальных электронно-позитронных пар). Т. о., возможны, по крайней мере, три точки зрения на причину П. р.: распад фотонов накачки при когерентном взаимодействии со средой; квантовые шумы параметрич. усилителя; рассеяние света в среде с квадратичной нелинейностью.

При не слишком большой плотности мощности накачки ($I_n \ll 100 \text{ МВт/см}^2$) F_k линейно зависит от I_n (спонтанное П. р.):

$$F_k = \Gamma^2 l^2 = (2\pi)^6 \chi^{(2)2} I_n / c \lambda \lambda',$$

здесь Γ — коэф. усиления. При $I_n = 1 \text{ Вт/см}^2$, $\lambda = \lambda' = 0,5 \text{ мкм}$, $\chi^{(2)} = 10^{-8} \text{ см}^3/\text{эрг}^{-1/2}$, протяжённости образца $l = 1 \text{ см}$ и точном синхронизме коэф. параметрич. преобразования F_k имеет порядок П. р. $T_k \approx 1800 \text{ К}$. Такое излучение легко наблюдается невооружённым глазом; имеет вид цветных колец при наблюдении с торца образца. Спектральная мощность П. р. P_λ — порядка 10^{-8} Вт/нм при мощности накачки $P_n = 1 \text{ Вт}$. Это излучение распределено по образующим конуса с раствором $\sim 10^\circ$ (рис. 3). «Толщина» конуса, поверхность имеет дифракц. предел $\Delta\theta = \lambda_n / \theta l \approx 1'$. Общая эффективность спонтанного П. р. составляет примерно $[P_\lambda d\lambda / h\omega_n] \approx 10^{11}$ пар фотонов в секунду. Эта оценка показывает, что П. р. является эфф. источником «двухфотонного» света, т. е. излучения с парной корреляцией фотонов. Формально это свойство поля спонтанного П. р. выражается в необычной статистике фотонов, а именно: корреляция чисел фотонов в модах, связанных условием синхронизма, совпадает со ср. числами фотонов в каждой моде (т. е. в объёме когерентности): $\overline{nn'} - \overline{n}\overline{n'} = \overline{n} = \overline{n'} \ll 1$; при этом отн. корреляция $\overline{nn'}/\overline{n}\overline{n'}$ много больше единицы (т. н. эффект группировки фотонов или «сверхпуассоновской статистики»). Двухфотонный характер поля П. р. может быть использован в фотометрии для абсолютного (безталонного) измерения эффективности фотодетекторов. Действительно, если априори известно, что фотоны попадают на счётчик фотонов (ФЭУ) только парами, но два, то вероятность появления на выходе счётчика двойного импульса $p_2 = \eta^2$, где η — квантовый выход счётчика, а вероятность одиночного импульса p_1 равна, очевидно, $2\eta(1 - \eta)$. Отсюда η определяется отн. числом двойных импульсов (p_2/p_1): $\eta = (1 + p_1/2p_2)^{-1}$.

Возможно также др. фотометрич. применение П. р., основанное на соотношении (3), согласно к-рому отношение сигнал/шум на выходе параметрич. преобразователя частоты равно спектральной яркости холостого излучения в единицах $B_{\omega\Omega}^{(0)}$. Поскольку оба описанных метода являются абсолютными и основаны на простых закономерностях, они могут представлять интерес для метрологии и привести к созданию «квантовой» фотометрии.

Эффект П. р. применяется также в новом методе спектроскопии кристаллов, позволяющем сравнительно просто измерять в широком спектральном диапазоне линейные и нелинейные параметры пьезокристаллов, их стехиометрич. состав, обнаруживать слабые колебания решётки, доменную структуру, фазовые переходы. Обычно удобно использовать метод «скрещенной дисперсии», при к-ром регистрируется непосредственно частотно-угл. спектр П. р. и поляризованного рассеяния $I(\omega, \theta)$. В этом методе свет от источника накачки 1 (рис. 4) проходит через рассеивающий исследуемый кристалл 2 и попадает в объектив 3, в фокусе к-рого расположена вертикальная щель 4 спектрометра 5. Вдоль щели образуется угл. спектр $I(\theta)$, к-рый при

развёртке спектрографом в горизонтальной плоскости по частоте преобразуется в частотно-угл. спектр $I(\omega, \theta)$ (рис. 4, справа).

При большой интенсивности накачки, когда $\Gamma l \gg 1$, коэф. параметрического преобразования и соответственно спектральная яркость малоуглового П. р. зависят для заданной накачки от Γl экспоненциально: $F_k \approx \exp(2\Gamma l)/4$. Это явление, наблюдаемое при облучении пьезокристаллов мощными импульсными лазерами, наз. вынужденным П. р. или параметрич. сверх-

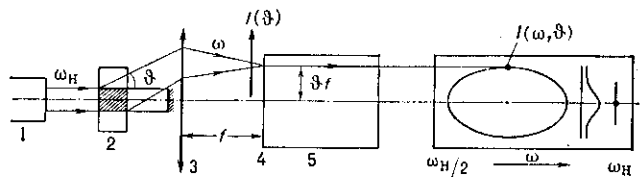


Рис. 4. Схема частотно-углового спектрометра. Справа — двумерное распределение излучения в выходной плоскости спектрометра.

люминесценцией (см. *Вынужденное рассеяние света*). Оно используется для генерации мощных пикосекундных импульсов света, частоту к-рых можно плавно перестраивать, изменяя ориентацию или темп-ру кристалла (см. *Комбинационный лазер*).

П. р. может представлять интерес для методологии квантовой механики, т. к. позволяет легко реализовать эксперимент с двумя коррелированными квантовыми объектами, фигурирующий в известном парадоксе Эйнштейна (см. *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокс*): корреляцию двух счётчиков фотонов невозможно описывать с помощью классич. представлений.

Лит.: Клышко Д. Н., Фотон и нелинейная оптика, М., 1980; Клышко Д. Н., Пенин А. Н., Перспективы квантовой фотометрии, «УФН», 1987, т. 152, с. 653; Hong C. K., Mandel L., Theory of parametric frequency down conversion of light, «Phys. Rev.», 1985, v. A31, p. 2409; Сжатые состояния электромагнитного поля, «J. Opt. Soc. Amer.», 1987, у. В, 4, № 10. Д. Н. Клышко.

ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ (термодинамические параметры) — физ. величины, характеризующие равновесное состояние термодинамич. системы: темп-ра, объём, плотность, давление, намагнитченность, электрич. поляризация и др. Различают экстенсивные П. с., пропорциональные объёму (или массе) системы (*внутренняя энергия U, энтропия S, энтальпия H, Гельмгольца энергия, или свободная энергия F, Гиббса энергия G*), и интенсивные П. с., не зависящие от массы системы (темп-ра T, давление P, концентрация c, хим. потенциал μ). В состоянии термодинамич. равновесия П. с. не зависят от времени и пространств. координат. В неравновесном (квазиравновесном) состоянии П. с. могут зависеть от координат и времени. Термодинамич. состояние определяется заданием совокупности независимых П. с. Однако не все П. с. являются независимыми. Уравнение состояния выражает зависимые П. с. через независимые; напр., давление является ф-цией темп-ры и объёма $P = P(V, T)$. Объём является внешним П. с., т. к. определяется положением внеш. тел (стенки сосуда, положение поршня). Темп-ра зависит только от внутр. состояния системы и наз. внутренним П. с. В общем случае $P = P(a_1, \dots, a_n, T)$, где a_i — внеш. П. с.

Элементарная работа δA термодинамич. системы определяется П. с., напр. для жидкости или газа $\delta A = PdV$, а в общем случае $\delta A = \sum_i X_i da_i$, где

$X_i = X_i(a_1, \dots, a_n, T)$ — обобщённые силы, являющиеся также П. с. Каждому набору независимых П. с. соответствуют определ. потенциалы термодинамические (*характеристические функции*), определяющие все термодинамич. свойства системы и зависящие лишь от выбранных параметров; напр., внутр. энергия $U = U(V, S)$, энтропия $S = S(V, U)$, энтальпия $H = H(P, S)$, энергия Гельмгольца (свободная эпер-