

нелинейных полей — оптич. турбулентности. Т. о., в Н. о. воспроизводится полный набор явлений нелинейной волновой динамики, интенсивно исследуемых в гидродинамике, физике плазмы, биологии и т. д. (см. также *Волны*).

8. Рассеяние на оптически индуцированных когерентных элементарных возбуждениях — вынужденное рассеяние

Важным классом нелинейных оптич. эффектов являются процессы вынужденного рассеяния (ВР), в к-рых мощная световая волна индуцирует когерентные элементарные возбуждения в среде (оптич. и акустич. фононы, поляритоны, температурные волны и т. п.) и когерентно рассеивается на них. Каждому виду спонтанного рассеяния света соответствует вынужденный аналог (см. *Вынужденное рассеяние света, Комбинационное рассеяние света*).

Вынужденное комбинац. рассеяние (ВКР) происходит на когерентно возбужденных оптич. фонах. Для классич. описания процесса ВКР используют модель нелинейно связанных осцилляторов. Обозначим через x нормальную координату колебаний атомов в молекуле изотропной среды, а через y — нормальную координату колебаний «оптических» электронов. В линейном приближении колебания атомов и определяющие поляризации среды колебания электронов совершаются независимо друг от друга. При учёте нелинейной связи потенц. энергию молекулы можно представить в виде

$$U = \frac{1}{2} Fx^2 + \frac{1}{2} fy^2 + \alpha xy^2, \quad (41)$$

где F и f — «упругости» связей в молекуле. Член αxy^2 описывает взаимодействие электронных и колебательных возмущений в молекуле (электрон-фононные взаимодействия). С учётом этого члена ур-ния движения для x и y приобретают вид [ср. с простой моделью ангармонич. осциллятора (4)]:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \delta_1 \dot{x} + \Omega^2 x &= -\frac{\alpha}{M} y^2, \\ \ddot{y} + \delta_2 \dot{y} + \omega_0^2 y &= eE - \frac{2\alpha}{m} xy. \end{aligned} \quad (42)$$

Здесь M и m — приведённые массы атомного и электронного осцилляторов, Ω — частота молекулярных колебаний, e — заряд электрона, E — электрич. поле световых волн. Если на систему, описываемую (42), действует бигармонич. поле (13) с частотами ω_1 и ω_2 , то при $\omega_1 - \omega_2 \approx \Omega$ будет происходить резонансная раскачка молекулярных колебаний. Этот процесс используется в когерентной антистоксовой спектроскопии (см. раздел 5) [систему (42) можно рассматривать как классич. обоснование феноменологич. ур-ния (27)]. Теперь, однако, гл. акцент делается на обусловленном комбинац. резонансом энергообмене волн с частотами ω_1 и ω_2 . Энергия ВЧ-волны накачки $\omega_1 \equiv \omega_H$ передаётся низкочастотной, стоксовой $\omega_2 \equiv \omega_c$ волне; при достаточно большой интенсивности накачки I_H стоксовая волна нарастает экспоненциально — возникает вынужденное комбинац. рассеяние

$$I_c = I_{c0} \exp g I_H z, \quad (43)$$

где z — длина нелинейной среды, g — удельный коэф. усиления:

$$g \sim N\alpha^2/n_H n_c \quad (44)$$

(N — число молекул в единице объёма, n_H и n_c — показатели преломления среды на частотах накачки и стоксовой компоненты). Типичное значение g для наиб. важных комбинационно-активных сред (сжатый водород, жидкий азот, кристалл кальцита и др.) составляет 10^{-9} – 10^{-8} см/Вт.

Вынужденное рассеяние используется для управления параметрами лазерного излучения: преобразования частоты, длительности, когерентности. Напр., комбинационные лазеры на сжатом водороде и жидком азоте осуществляют ВКР-преобразование лазерного излучения с квантовой эффективностью до 90%. При ВР возможна эфф. компрессия лазерных импульсов с одноврем. повышением их пиковой мощности. Практически таким способом удаётся сжимать импульсы в 10–20 раз.

Процесс ВР используется для обращения волнового фронта. При ВКР энергия частично когерентного лазерного излучения преобразуется в энергию полностью когерентного светового пучка на смещённой (стоксовой) частоте (ВКР-коррекция волнового фронта). Такая коррекция позволяет значительно ($> 10^2$ раз) уменьшить угл. расходимость излучения. При этом квантовая эффективность преобразования составляет обычно 30–50%, а иногда и 80–90%.

9. Статистическая нелинейная оптика. Классические и квантовые сжатые состояния световых полей

Нелинейные преобразования коренным образом изменяют статистику поля. Это хорошо известно в статистич. радиофизике и в полной мере проявляется в оптике. Статистич. свойства сформированного в установившемся режиме лазерного излучения радикально отличаются от свойств гауссовского теплового излучения. Существ. изменением статистики приходится сталкиваться при генерации оптич. гармоник и комбинац. частот, в разнообразных самовоздействиях. Многие из перечисленных эффектов имеют по существу классич. природу, квантовый характер света в них не проявляется. Тем больший интерес представляет формирование с помощью нелинейных преобразований новых квантовых состояний светового поля, новых макроскопич. квантовых состояний. Наиб. яркий пример — генерация т. н. сжатых состояний поля, возникающая при параметрич. взаимодействиях. В 60-х гг. они были исследованы для классич. полей, в 80-х гг. выяснено, что они могут реализоваться и для квантовых полей. При этом возникают нетривиальные возможности управления квантовыми флуктуациями светового поля.

Классические сжатые состояния. Рассмотрим преобразование классич. шумового поля вырожденным оптич. параметрич. усилителем ($\omega_1 = \omega_2 = \omega_H/2$). В приближении заданного поля монохроматич. накачки и $\Delta = 0$ поведение фазы сигнальной волны $\varphi = \arg A_c$ подчиняется ур-нию

$$\frac{\partial \varphi(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial \varphi(t, z)}{\partial t} + \beta \rho_H \sin 2\varphi = 0, \quad (45)$$

фаза волны накачки φ_H принята равной $\pi/2$ [(45) можно получить из (33), полагая $A_1 = A_2 = A_c = \rho_c e^{i\varphi}$]. Согласно (45):

$$\varphi(t, z) = \arctg [\exp(-2\beta \rho_H z) \cdot \operatorname{tg} \varphi_0(t - z/u)]$$

[$\varphi_0(t)$ — значение фазы на входе нелинейной среды], из чего следует, что на достаточно больших длинах z возможны два устойчивых состояния фазы, равных 0 и π . Если сигнальная волна представляет собой стационарный гауссов шум, то на входе параметрического усилителя $w(\varphi) = 1/2\pi$; $-\pi \leq \varphi \leq \pi$. По мере параметрич. усиления ф-ция распределения фазы трансформируется (рис. 14, а; кривые 1 и 2). Максимумы плотности вероятности фазы формируются вблизи устойчивых значений (0 и $\pm\pi$). Дисперсия флуктуаций уменьшается — формируются классич. сжатые состояния поля.

Формирование сжатых состояний можно рассмотреть и в терминах поведения квадратурных компонент $x(t, z)$ и $y(t, z)$ сигнала:

$$x = (A_c + A_c^*)/2, \quad y = (A_c - A_c^*)/2i. \quad (46) \quad 303$$