

Лекция 10 Непараметрические процессы

Отличительной чертой нелинейно-оптических эффектов, рассмотренных в предыдущих лекциях, была их существенная когерентность: зависимость эффективности преобразования как от начальных фаз взаимодействующих волн, так и от набега фаз при распространении волн в среде. Индикативным признаком такой когерентности процесса можно считать появление множителя фазового синхронизма $\exp(i\Delta kz)$ в решении системы уравнений ММА для амплитуды поля, определяющего пространственную (продольную для случая плоских волн) зависимость эффективности преобразования при когерентном (параметрическом) процессе.

Непараметрические эффекты, т.е. эффекты, при которых происходит изменение внутренней энергии нелинейной среды и становится не важна когерентность взаимодействия участвующих волн, описываются нечетными нелинейными восприимчивостями следующего вида:

$$\chi^{(2m-1)}(\omega_1 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_2 \dots - \omega_m + \omega_m) \quad (10.1)$$

При таком выборе нелинейности и набора частот одномерное уравнение для медленно меняющейся амплитуды поля (например, $E(\omega_1)$) будет иметь вид:

$$\left(\frac{d}{dz} + \alpha(\omega_1) - \frac{2\pi i \omega_1 \chi_{effect}}{cn(\omega_1)} |E(\omega_2)|^2 |E(\omega_3)|^2 \dots |E(\omega_m)|^2 \right) E(\omega_1) = 0 \quad (10.2)$$

где $\alpha(\omega_1)$ - коэффициент (линейного) поглощения для моды поля $E(\omega_1)$,

$$\chi_{effect} \equiv \chi^{(2m-1)}(\omega_1 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_2 \dots - \omega_m + \omega_m); e_1^* e_1 e_2^* e_2 \dots e_m^* e_m. \quad (10.3)$$

Из (10.2) следуют две особенности непараметрических процессов:

- (1) пространственная "скорость" изменения амплитуды в точке Z пропорциональна локальной (в той же точке) амплитуде этой же моды $E(\omega_1)$;
- (2) множитель синхронизма $\exp(i\Delta kz)$ в решении не появится.

Вид уравнения (10.2) показывает, что вещественная часть эффективной восприимчивости (10.3) определяет локальное изменение (в данной точке Z , где рассматриваются амплитуды (без фаз) всех взаимодействующих полей) постоянной распространения данной моды (эффект индуцированной дисперсии или, иначе, эффекты кроссвоздействия или самовоздействия). Мнимая часть эффективной восприимчивости (10.3) определяет дополнительное поглощение (или усиление) моды $E(\omega_1)$ за счет энергии других волн (эффект нелинейного или индуцированного поглощения).

Умножая (10.2) на $E^*(\omega_1)$, находим уравнение (точнее, систему уравнений) для интенсивности соответствующих полей:

$$\left[\frac{d}{dz} + \alpha(\omega_1) + \alpha_1^m(z) \right] I_1(z) = 0, \quad (10.4)$$

где $\alpha_1^m \equiv \beta_1^m I(\omega_2) I(\omega_3) \dots I(\omega_m)$ и $\beta_1^m \equiv \frac{1}{2\hbar} \left(\frac{2\pi\hbar}{c} \right)^m \frac{\omega_1 \dots \omega_m}{n(\omega_1) \dots n(\omega_m)} \chi_{effect}''$.

Рассмотрим некоторые основные непараметрические эффекты, такие как нелинейное (двухфотонное) поглощение, эффект ограничения, эффект насыщения, самофокусировку и самомодуляцию.

Нелинейное поглощение

Рассмотрим случай одного поля $E(\omega)$. В этом случае мнимая часть кубической восприимчивости $\chi^{(3)''} \equiv \text{Im} \chi^{(3)}(\omega = \omega - \omega + \omega): e^* e e^* e$ с набором частот $(\omega = \omega - \omega + \omega)$ приводит к нарушению закона Бугера - экспоненциального изменения интенсивности от координаты при линейном поглощении. Такое нарушение закона Бугера может иметь два механизма: (1) - двухфотонное поглощение, (2) - эффект насыщения однофотонного перехода резонансным излучением.

Двухфотонное поглощение

Пусть на прозрачную (в линейном приближении) среду нормально к границе раздела падает плоская монохроматическая волна $E(\omega)$. Тогда согласно (10.4) для интенсивности этой волны будет справедливо уравнение:

$$\frac{dI(z)}{dz} + \beta(\omega)I^2(z) = 0, \quad (10.5)$$

где $\beta = \frac{32\pi^2 \hbar \omega^2 \chi^{(3)''}}{c^2 n^2} > 0$ - коэффициент двухфотонного поглощения.

Решение уравнения (10.5) имеет вид:

$$I(z) = \frac{I(0)}{[1 + \beta z I(0)]}, \quad (10.6)$$

которое при больших интенсивностях накачки на входе нелинейного кристалла $I(0) \gg \frac{1}{\beta z}$ престаёт зависеть от входной мощности и переходит в $I(z) \rightarrow \frac{1}{\beta z}$. Это

последнее соотношение на самом деле эквивалентно утверждению о существовании **эффекта ограничения**.

Эффект насыщения

Таким образом, даже прозрачное в обычном ("линейном") смысле этого термина вещество при достаточно большой интенсивности излучения накачки начинает поглощать падающий свет вследствие многофотонного поглощения. И наоборот, непараметрические процессы могут приводить к тому, что резонансно поглощающее (а значит очень сильно поглощающее) вещество может становиться "прозрачным" в результате насыщения резонансного перехода.

Для описания эффекта насыщения рассмотрим простейшую кинетику населенности уровней в двухуровневой системе. Итак, имеем систему с двумя невырожденными энергетическими уровнями E_1 и E_2 , населенности которых равны N_1 и N_2 , соответственно и $N_1 + N_2 = N$, где N полная концентрация двухуровневых атомов в системе. На систему падает внешнее резонансное излучение с объемной плотностью ρ и частотой $\hbar\omega = E_2 - E_1$. Тогда скорость изменения населенности верхнего уровня в результате резонансного поглощения определяется следующим балансным уравнением:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\left(w_{21} + \frac{1}{\tau_0}\right)N_2 + w_{12}N_1 - W_{21}N_2 + W_{12}N_1, \quad (10.7)$$

где w_{12} и w_{21} - вероятности релаксационных безизлучательных процессов, $\frac{1}{\tau_0}$ - вероятность спонтанного излучения, W_{12} и W_{21} - вероятности вынужденных переходов. Вероятность $W_{12} = \frac{2B_{12}\rho}{\pi\Delta\nu}$, где $\Delta\nu$ спектральная ширина линии перехода, $B_{12} = B_{21}$ - коэффициенты Эйнштейна, и очевидно: $N_1 = N - N_2$.

Тогда уравнение (10.7) принимает вид:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\left[\frac{1}{\tau} + 4B_{12}\frac{\rho}{\pi\Delta\nu}\right]N_2 + \left[w_{12} + 2B_{12}\frac{\rho}{\pi\Delta\nu}\right]N, \quad (10.8)$$

где $\tau = \frac{1}{w_{21} + w_{12} + \frac{1}{\tau_0}}$ - эффективное время релаксации населенности.

Рассмотрим стационарное решение (10.8), т.е. полагаем $\frac{dN_2}{dt} = 0$. Тогда для населенности верхнего уровня имеем:

$$N_2(\rho) = \frac{w_{12}\tau + 2B_{12}\frac{\rho\tau}{\pi\Delta\nu}}{1 + 4B_{12}\frac{\rho\tau}{\pi\Delta\nu}}N. \quad (10.9)$$

И при $\rho \rightarrow \infty$ имеем $N_1 = N_2 = \frac{1}{2}N$, что и означает насыщение перехода. При этом условии пробное (например, мало интенсивное) излучение на резонансной частоте будет распространяться по среде не испытывая поглощения.

Нужно отметить, что если эффект двухфотонного поглощения обусловлен наличием мнимой части только кубичной восприимчивости, то в эффекте насыщения (т.е. при резонансе) "работают", в принципе, все нечетные восприимчивости.