

УДК 535.14:621.001

М. С. БОС (Индия), Б. А. ГРИШАНИН

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ МОДОВОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ДЛИННОМ ЦИЛИНДРЕ

Под сверхизлучением здесь понимается когерентное спонтанное излучение в системе большого числа атомов, в которой создана необходимая инверсная населенность. Физическая сущность и многие основные свойства сверхизлучения в настоящее время могут считаться надежно установленными [1]. Однако ряд более тонких деталей, таких, как сложная пространственно-временная структура сверхизлучения в протяженных системах, еще не изучен в полной мере, несмотря на возросшую актуальность этих вопросов в связи с появлением более тщательных экспериментов со сверхизлучением [2]. Это обстоятельство связано с математической сложностью данной проблемы даже в самом упрощенном модельном приближении при пренебрежении всеми осложняющими эффект обстоятельствами типа неоднородного уширения, многоуровневости атомов, неоднородности накачки и так далее.

Полная пространственно-временная динамика сверхизлучения определяется спектральными свойствами матрицы, описывающей взаимодействие атомов через поле излучения [3]. Точный вид этой матрицы, учитывающий не только коллективные затухания, но и коллективные частотные сдвиги, дан в [4]:

$$S_{\mu\nu} = \frac{\exp(-i\omega|\mathbf{r}_\mu - \mathbf{r}_\nu|/c)}{\omega|\mathbf{r}_\mu - \mathbf{r}_\nu|/c}, \quad (1)$$

в отличие от [3], где была получена лишь мнимая часть (1).

Здесь выполняется количественный спектральный анализ этой матрицы для среды с геометрией данного цилиндра с числом Френеля $F = 2\pi a^2/\lambda l \ll 1$. Для наиболее важного случая среды с достаточно высокой концентрацией атомов данной асимптотике соответствует упрощенный вид матрицы (1), имеющей ненулевые матричные элементы лишь в базисе плоских волн вида $\exp(i2\pi z/l)$ в направлении оси цилиндра:

$$S_{nn'} = \frac{N\lambda}{2l} \sigma_{nn'},$$

$$\sigma_{nn} = -i \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \text{Si}(\delta_n - \delta_l) + \frac{1}{\pi} \frac{\sin^2[(\delta_n - \delta_l)/2]}{(\delta_n - \delta_l)/2} \right\} -$$

$$- \frac{1}{\pi} \{ \ln [e^C (1 + \delta_n) F] + \ln |\delta_n - \delta_l| - \text{Ci}(|\delta_n - \delta_l|) \}, \quad (2)$$

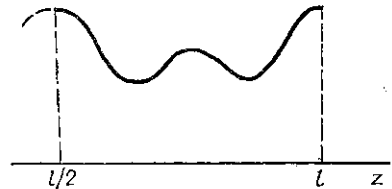
$$\sigma_{nn'} = \frac{(-1)^{n-n'}}{2\pi^2(n-n')} \{ i [\ln |(\delta_{n'} - \delta_l)/(\delta_n - \delta_l)| -$$

$$- \text{Ci}(|\delta_{n'} - \delta_l|) + \text{Ci}(|\delta_n - \delta_l|)] + \text{Si}(\delta_{n'} - \delta_l) - \text{Si}(\delta_n - \delta_l) \}, \quad (3)$$

где $\delta_n = 2\pi n$, $\delta_l = \omega l/c$. (Эти матричные элементы описывают лишь наиболее сильную часть излучения, возбуждаемого в приосевом направлении). Использование явных аналитических выражений (2), (3) позволяет выполнить точный количественный расчет структуры собственных возбуждений среды и соответствующего сверхизлучения.

Выполненный в данной работе расчет состоял в вычислении соответствующей (2), (3) 12×12 -матрицы σ_{nn} с $|\delta_n - \delta_l|/2\pi \leq 5,5$, определении соответствующих собственных значений и собственных векторов и анализе структуры возбуждаемого сверхизлучения в соответствии с формулами [4]. Единственным параметром задачи в (1), (2) является расстройка рассматриваемой частоты ω относительно ближайшей частоты продольной моды $\delta_0 = \min_n |\delta_n - \delta_l|$, описывающая резонансные свойства данной геометрии. Расчеты, выполненные для достаточно частой сетки физически отличных значений $0 \leq \delta_0 \leq \pi$, показали независимость качественной структуры сверхизлучения от этого параметра. Здесь мы ограничимся приведением результатов для случая $\delta_0 = \pi$.

Структура основного собственного возбуждения;
кривая симметрична относительно точки $z = l/2$



Набор собственных векторов, определяющих коллективные константы затухания и соответствующие частотные смещения, имеет вид (расположение в порядке убывания затухания $-\text{Im} \lambda_n$):

$$\begin{array}{lll} \lambda_n = & -1,110 - 0,994 i, & -1,051 - 0,990 i, & -0,962 - 0,985 i; \\ & 0,808 - 0,926 i, & -0,784 - 0,921 i, & 0,479 - 0,773 i; \\ & 0,479 - 0,226 i, & -0,784 - 0,078 i, & 0,808 - 0,073 i; \\ & -0,962 - 0,014 i, & -1,050 - 0,009 i, & -1,110 - 0,005 i. \end{array}$$

Эти значения заметно отличаются от диагональных элементов (2) матрицы σ_{nn} . Следовательно, учет в матрице взаимодействия (1) эффектов частотного смещения существен и для расчета констант затухания.

Анализ соответствующих собственных векторов показывает, что основные их ненулевые компоненты представляют тройку соседних по номеру гармоник $\exp(i2\pi nz/l)$. Возбуждение, отвечающее наиболее интенсивно излучающей волне с $\lambda_n = -0,962 - 0,985 i$, имеет вид

$$\begin{aligned} |n\rangle = & e^{i(\omega/c - 6\pi/l)z} [1 + (0,2003 - 0,1766 i) e^{-i2\pi z/l} + \\ & + (-0,3443 + 0,1638 i) e^{i2\pi z/l}]. \end{aligned}$$

Соответствующий профиль интенсивности изображен на рисунке.

Качественная структура сверхизлучения в осевом направлении на основании изложенных расчетов описывается следующим образом. Поле сверхизлучения в любой момент времени складывается из нескольких наиболее сильных мод, статистически независимых между собой. При этом имеется одна или две наиболее сильных моды, а остальные характеризуются быстро убывающей (как функция средней расстройки) интенсивностью. Каждая из этих собственных мод имеет сложную пространственно-временную структуру: она складывается из трех—четырех когерентных между собой плоских волн, причем одна или две из них имеют существенно преобладающую амплитуду. При этом указанные когерентные составляющие характеризуются различными частотами, соответствующими частотным смещениям $(N\lambda/2l) \times \text{Re} \lambda_n$, что приводит к когерентным биениям внутри составных мод сверхизлучения. Помимо этого имеют место стохастические биения

между статистически независимыми модами, что еще более осложняет структуру поля, приводя к его стохастизации (ср. [5]).

Данная картина, полученная на основании численного машинного анализа, качественно вполне согласуется с более ранними аналитическими расчетами [4]. С помощью программ, подготовленных в данной работе, можно во всех деталях воспроизвести численными методами полную весьма сложную структуру сверхизлучения как функцию геометрии и параметров среды, дополнив спектральный анализ матрицы распространения разработанной ранее программой расчета временной эволюции. Однако, к сожалению, пока неясен вопрос, является ли такой количественный анализ единственно приемлемым, или и на уровне тонкой структуры существуют адекватные качественные методы анализа, выводимые из точных уравнений динамики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., 1978, с. 175—194.
2. Vrehen Q. H. F., Hiksboors H. M., Gibbs H. M. Quantum beats in superfluorescence of cesium vapour.— Phys. Rev. Lett., 1977, 38, p. 764—766.
3. Ressayre E., Tallet A. Quantum theory for superfluorescence.— Phys. Rev. Lett., 1978, 30, p. 1239—1247.
4. Гришанин Б. А. Тезисы докладов IV Всес. конф. по ког. и нел. опт. Л., 1978; Коллективные квантовые особенности релаксации нелинейных поляритонных возбуждений.— Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон., 1980, 20, № 2, с. 56—63.
5. Бразовский А. А. Канд. дис. Новосибирск, 1977, 155 с.

Поступила в редакцию
26.07.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1980, т. 21, № 5

УДК 535.375.54

В. М. ИВАНОВ, П. В. МИТЮШЕВ, А. Н. ПЕНИН

РАССЕЯНИЕ СВЕТА НА ПОЛЯРИТОНАХ В ОБЛАСТИ НЕСВЯЗАННЫХ ДВУХЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИИ В КРИСТАЛЛЕ ФОРМИАТА ЛИТИЯ

В предлагаемой работе сообщается об исследовании взаимодействия поляритонов с двухчастичными несвязанными состояниями (НС) методом спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) на поляритонах.

Кристалл формиата лития $\text{LiHCOO} \cdot \text{H}_2\text{O}$ (LFMH) имеет группу симметрии $mm2$, оптически двуосен. Спектры СПР в LFMH описаны в работах [1, 2].

Несвязанные многочастичные состояния характеризуются двумя значениями квазиимпульса $\hbar\mathbf{k}_1$ и $\hbar\mathbf{k}_2$ [3]. Заметное взаимодействие НС с поляритоном, характеризуемым квазиимпульсом $\hbar\mathbf{k}$, имеет место в случае, когда векторная сумма $\mathbf{k}' = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ близка к волновому вектору поляритона \mathbf{k} . Причем условие

$$\mathbf{k}' \sim \mathbf{k}$$

может быть удовлетворено в принципе бесконечным множеством комбинаций \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , величины которых меняются от 0 до размера первой зоны Бриллюэна решетки.

Ширина зоны несвязанных двухчастичных состояний, таким образом, определяется энергетическим диапазоном фононов, образовав-