

УДК 535.375.5

К ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. П. ДЖОТЯН, А. А. МИНАСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 ноября 1984 г.)

На основе модовой модели найдено общее решение задачи о вынужденном комбинационном рассеянии немонахроматического излучения при произвольном соотношении между периодом многомодового излучения и временем поперечной релаксации комбинационно-активного перехода среды в нестационарном режиме. Это решение проанализировано в квазистационарном режиме рассеяния для накачки от многомодового лазера, в котором отсутствует селекция продольных мод.

1. Модовая модель оптического излучения может быть отнесена к одной из наиболее эффективных математических моделей, используемых для описания процессов вынужденного рассеяния (ВР) немонахроматического оптического излучения. В этой модели оптическое излучение представляется в виде дискретного набора эквидистантных по частоте спектральных компонент, амплитуды которых могут быть как регулярными, так и случайными с произвольной функцией распределения. На основе модовой модели в работах [1, 2] была развита теория вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при немонахроматической накачке, позволяющая успешно интерпретировать результаты экспериментов [3, 4]. Модовая модель была использована также для описания процесса обращения волнового фронта (ОВФ) в процессах ВР Мандельштама-Бриллюэна [5, 6], ВКР на оптических фоновых [7, 8] и поляритонах [9], трехволнового параметрического взаимодействия [10].

В случае ВКР оптического излучения с широким частотным спектром анализ в рамках модовой модели удастся провести при дополнительном предположении о том, что частотное расстояние Ω между соседними спектральными компонентами превышает ширину $1/T_2$ линии комбинационно-активного перехода среды: $\Omega \gg 1/T_2$ ($\xi = \Omega T_2 \gg 1$), где T_2 — время поперечной релаксации комбинационно-активного перехода. При этом условии волну молекулярных колебаний, возбуждаемую в процессе ВКР, с большой точностью можно считать немонахроматической [1—4], что и позволяет решить задачу о ВКР немонахроматического излучения и определить не только инкременты нарастания, но и выражения для амплитуд мод стоксовой волны.

В недавней работе [11] задача об установившемся режиме ВР немонахроматической накачки в недиспергирующей среде с произвольным значением величины ξ была решена с привлечением дополнительного усло-

вия о наличии широкого углового спектра и пространственной ортогональности частотных компонент излучения накачки. В то же время вопрос об особенностях ВР немонохроматического оптического излучения с плоским волновым фронтом либо в отсутствие каких-либо условий на вид углового спектра остается открытым до сих пор.

В настоящей работе на основе модовой модели получено общее решение задачи о ВКР немонохроматического излучения с плоским волновым фронтом с учетом переходных процессов. Это решение проанализировано в квазистационарном режиме рассеяния для накачки от многомодового лазера, в котором отсутствует селекция продольных мод.

2. Рассмотрим усиление внешнего затравочного сигнала стоксовой волны с частотой ω_c при ВКР в поле импульса накачки с частотой $\omega_n = \omega_c + \omega_0$, где ω_0 — частота комбинационно-активного перехода среды.

Система укороченных уравнений для амплитуд взаимодействующих волн имеет следующий вид (см., например, [12]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} A_c &= \gamma_c A_n(\theta) Q^*, \\ \left(\frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{T_s} \right) Q &= \gamma_Q A_n A_c^*, \end{aligned} \quad (1)$$

где A_n , A_c и Q — комплексные амплитуды соответственно накачки, ее стоксовой компоненты и молекулярных колебаний, z — длина рассеяния, $\theta = t - z/v$, v — групповая скорость накачки и ее стоксовой компоненты, γ_c , γ_Q — коэффициенты нелинейной связи.

Предположим, что для амплитуд накачки и стоксовой компоненты на входе в среду можно записать

$$A_n(\theta) = \sum_{n=-N_n}^{N_n} A_n(\theta) e^{in\Omega\theta}, \quad A_c(z=0, \theta) = \sum_{n=-N_c}^{N_c} a_n^0(\theta) e^{in\Omega\theta},$$

где

$$A_n(\theta) = A_n f_n^n(\theta), \quad a_n^0(\theta) = a_n^0 f_c^n(\theta),$$

причем

$$\left| \frac{1}{f_{c,n}^n} \frac{d}{d\theta} f_{c,n}^n(\theta) \right| \ll n\Omega.$$

Решение системы уравнений (1) ищем в виде

$$A_c(z, \theta) = \sum_n a_n(z, \theta) e^{in\Omega\theta}, \quad Q(z, \theta) = \sum_n q_n(z, \theta) e^{in\Omega\theta}.$$

Для амплитуд мод из (1) получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial z} a_n = \gamma_c \sum_l A_{n+l}(\theta) q_l^*(\theta, z), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} q_n + \left(in\Omega + \frac{1}{T_s} \right) q_n = \gamma_Q \sum_k A_{n+k} a_k^*(\theta, z).$$

Воспользовавшись преобразованием Лапласа искомых амплитуд по пространственной переменной z

$$q_n(\theta, p) = \int_0^{\infty} q_n(\theta, z) e^{-pz} dz,$$

из (2) приходим к уравнению

$$\frac{\partial}{\partial \theta} q_n(\theta, p) + \left(in\Omega + \frac{1}{T_2} \right) q_n(\theta, p) = \frac{\gamma_Q}{p} \left\{ \sum_m A_{n+m}(\theta) a_m^*(\theta) + \right. \\ \left. + \gamma_c \sum_{m,l} A_{m+l}^* A_{m+n} q_l \right\}. \quad (3)$$

Эту систему при произвольном соотношении между величинами Ω и $1/T_2$ (произвольное ξ) удастся решить при следующем условии ортогональности, налагаемом на частотные моды накачки:

$$\sum_m A_{m+n} A_{m+l}^* = I_n \delta_{nl}, \quad (4)$$

где

$$|m+n| \leq N_n, |m+l| \leq N_n, I_n = \sum_{n=-N_n}^{N_n} |A_n|^2,$$

δ_{nl} — символ Кронекера. Условие (4) реализуется, в частности, в случае излучения лазера при отсутствии селекции продольных мод, интенсивности которых близки по величине, а фазы равномерно распределены в интервале от 0 до 2π радиан.

Решив систему уравнений (3) с учетом условия (4) и проведя обратное преобразование Лапласа, получаем следующее выражение для $q_n(\theta, z)$:

$$q_n(\theta, z) = \gamma_Q \int_{-\infty}^{\infty} \sum_m A_{m+n}(\theta') a_m^{0*}(\theta') \exp \left[\frac{\theta' - \theta}{T_2} (1 + in\Omega T_2) \right] \times \\ \times I_0 \left(2 \sqrt{\frac{gz}{2T_2}} p(\theta, \theta') \right) d\theta', \quad (5)$$

где $I_0(\eta)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка,

$$g = 2 T_2 \gamma_c \gamma_Q, \quad p(\theta, \theta') = \int_0^{\infty} I_n(\tau) d\tau,$$

и взаимодействие включается при $\theta = -\infty$: $Q(\theta = -\infty) = 0$.

Для амплитуды n -ой моды стоксовой волны получаем

$$a_n(\theta, z) = a_n^0(\theta) + \frac{g}{2 T_2 \gamma_c \gamma_Q} \sum_{m,l} A_{n+l}(\theta) \int_{-\infty}^{\infty} A_{m+l}^*(\theta') a_m^0(\theta') \times \\ \times \exp \left[\frac{\theta' - \theta}{T_2} (1 - il\Omega T_2) \right] \sqrt{\frac{2z T_2}{g p(\theta, \theta')}} I_1 \left(2 \sqrt{\frac{gz}{2T_2}} p(\theta, \theta') \right) d\theta', \quad (6)$$

где $I_1(\eta)$ — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Полученные выражения для амплитуд (5) и (6) представляют собой общее решение задачи о ВКР многомодового лазерного излучения с пло-

ским волновым фронтом в нестационарном режиме рассеяния при произвольной величине параметра $\xi = \Omega T_2$.

В квазистационарном режиме рассеяния, когда

$$\frac{\partial}{\partial t} q_n = 0,$$

выражение (6) принимает вид

$$a_n(z) = a_n^0 + \frac{1}{I_n} \sum_{l,m} A_{m+l}^* A_{n+l} a_m^0 \left\{ \exp \left[\frac{g I_n z}{2(1 - i l \Omega T_2)} \right] - 1 \right\}. \quad (7)$$

Последнее выражение при условии $\xi \gg 1$ переходит в известное решение для амплитуды моды стоксовой волны, полученное в [2] в предположении о монохроматичности волны молекулярных колебаний.

С учетом (5) перепишем (7) в виде

$$a_n(z) = \frac{1}{I_n} \sum_{l,m} A_{n+l} A_{m+l}^* a_m^0 \exp \left[\frac{g I_n z}{2(1 + \Omega^2 l^2 T_2^2)} + i \frac{g I_n z \Omega T_2}{2(1 + \Omega^2 l^2 T_2^2)} \right]. \quad (8)$$

В выражении (8) интервалы изменения индексов следующие:

$$|n+l| \leq N_n, |m+l| \leq N_n, |m| \leq N_c,$$

откуда $|l| \leq N_n + N_c$. Эффективный вклад в рассеяние дают моды с номерами l , удовлетворяющими условию $|l| \leq 1/\Omega T_2 = 2 N_n / \Delta \omega_n T_2$, где $\Delta \omega_{n,c} = 2 N_{n,c} \Omega$ — ширина спектра накачки или стоксовой волны. Исходя из этого, получаем, что $|l| \leq N_{\text{эфф}}$, где $N_{\text{эфф}} = \min \{2 N_n / \Delta \omega_n T_2, N_n + N_c\}$. Для индекса n , нумерующего в (8) моды стоксовой волны, имеем

$$|n| \leq N_n + N_{\text{эфф}}. \quad (9)$$

Статистическое усреднение имеет место в случае, когда можно пренебречь зависимостью от индекса l в действительной части показателя экспоненты в (8). Это можно сделать при условии

$$\sqrt{\frac{g I_n z}{2}} (\Delta \omega_n T_2 / 2) \ll 1.$$

При этом из (8) получаем

$$a_n(z) \simeq a_n^0 \exp \left\{ \frac{g I_n z}{2} \right\},$$

что совпадает со случаем усиления стоксовой волны в поле монохроматической накачки, имеющей интенсивность I_n .

Наибольший интерес представляет случай, когда

$$\sqrt{\frac{g I_n z}{2}} (\Delta \omega_n T_2 / 2) \sim 1.$$

В этом случае статистическое усреднение отсутствует и согласно (9) имеет место уширение спектра стоксовой волны по сравнению со спектром накачки [13]. Как следует из (9), уширение спектра стоксовой волны максимально при $\Delta \omega_n T_2 \leq 2(1 + N_c/N_n)^{-1}$. При этом ширина спектра

$\Delta\omega_c = \Delta\omega_c(z=0) + 2\Delta\omega_n$. В случае $\Delta\omega_n T_2/2 \gg 1$ ширина спектра стоксовой волны становится равной ширине спектра накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джотян Г. П. и др. Тезисы докладов VII Всесоюзной конф. по когерентной и нелинейной оптике. Изд. МГУ, 1974, с. 359.
2. Джотян Г. П., Дьяконов Ю. Е. Вестник МГУ, сер. Физика-Астрономия, 18, 68 (1977).
3. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. Джотян Г. П. и др. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
5. Сидорович В. Г. ЖТФ, 46, 2168 (1976).
6. Галушкин И. Г., Земсков Е. М., Мандросов В. И. Квантовая электроника, 3, 2467 (1976).
7. Басов Н. Г. и др. Квантовая электроника, 8, 2191 (1981).
8. Джотян Г. П. Оптика и спектроскопия, 57, 439 (1984).
9. Джотян Г. П., Минасян А. А. Оптика и спектроскопия, 56, 78 (1984).
10. Арутюнян А. Г., Джотян Г. П., Минасян А. А. Оптика и спектроскопия, 55, 923 (1983).
11. Аникеев Н. Ю., Зубарев Н. Г., Михайлов С. И. ЖЭТФ, 84, 1677 (1983).
12. Ахманов С. А., Дьяконов Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
13. Ахманов С. А. Изв. вузов, Радиоп физика, 17, 541 (1974).

ՈՉ ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏԻԿ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՑՐՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Գ. Պ. ԶՈՏՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում բերված է ոչ մոնոքրոմատիկ ճառագայթման ոչ ստացիոնար ստիպողական կոմբինացիոն ցրման պրոցեսի ընդհանուր լուծումը կոմբինացիոն-ակտիվ միջավայրի լայնական ռելաքսացիայի ժամանակի և բազմամոդային ճառագայթման պարբերության կամայական հարաբերության դեպքում: Այդ լուծումը դիտարկված է քվադրատացիոնար ցրման ռեժիմի պայմաններում:

ON THE THEORY OF STIMULATED SCATTERING OF NONMONOCHROMATIC OPTICAL RADIATION

G. P. DJOTYAN, L. L. MINASYAN

The general solution of the problem of stimulated scattering of nonmonochromatic radiation is obtained for an arbitrary relationship between the transverse relaxation time of the Raman transition T_2 and the multimode radiation period Ω in the nonstationary scattering regime. The solution was analyzed in the quasi-stationary scattering regime.