

О ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЙАНИИ В УСЛОВИЯХ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

А.Т.Суходольский

Теоретически показана принципиальная возможность расширения применений ВКР в спектроскопии за счет возбуждения двумя когерентными пучками накачки, создающими в среде амплитудно-фазовую динамическую решетку, которая приводит к рассеянию в условиях распределенной обратной связи.

Известно, что спектроскопические возможности вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) ограничены, поскольку в спектрах ВКР наблюдаются линии, соответствующие одному (за редким исключением несколькими) комбинационно-активным переходам¹. Высокую эффективность ВКР и широкие спектроскопические возможности спонтанного рассеяния сочетает метод активной спектроскопии комбинационного рассеяния (АСКР)².

В настоящей работе теоретически показана принципиальная возможность расширения применений ВКР в спектроскопии за счет возбуждения когерентными пучками накачки, создающими в среде динамическую амплитудно-фазовую решетку, которая приводит к рассеянию в условиях распределенной обратной связи (РОС)³. Показано, что стоксово излучение в

этих условиях имеет модовую структуру, характерную для брэгговской дифракции на периодических неоднородностях в среде ⁴, что не содержится в теоретических описаниях такого процесса, когда учитывается только дополнительный параметрический вклад в ВКР ⁵⁻⁶.

Рассмотрим ВКР в среде, ограниченной плоскостями $z = -L/2, z = L/2$, которое возбуждается двумя плоскими монохроматическими волнами, распространяющимися под углом θ к оси z навстречу друг другу, создающими стоячую решетку интенсивности со штрихами перпендикулярными оси z . Среда изотропна, рассеяние происходит на изолированном молекулярном колебании с собственной частотой Ω . Распространение стоксового излучения описывается волновым уравнением для поля

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

которое будем искать в виде

$$E_s(z, t) = \frac{1}{2} \exp(i\omega_s t) [R(z) \exp(-i\beta_0 z) + S(z) \exp(i\beta_0 z)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

где $\beta_0 = \frac{n\omega_L}{c} \cos \theta$, ω_L — частота возбуждающего излучения, ω_s — рассеянного света. Нелинейную поляризацию в (1) ищем по аналогии с АСКР ², используя уравнения движения для гармонического осциллятора с вынуждающей силой $\sim E^2$. Нетрудно показать, что в данном случае P^{NL} описывается выражением

$$P_{(z, t)}^{NL} = \frac{1}{2} \exp(i\omega_s t) \frac{\epsilon_0^2 N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q}\right)_0^2 |E_L^0|^2 [(2S + R) e^{i\beta_0 z} + (2R + S) e^{-i\beta_0 z}]}{8m [\Omega^2 - (\omega_L - \omega_s)^2 - i(\omega_L - \omega_s)\Gamma]} + \text{к.с.} \quad (3)$$

где N — число осцилляторов в единице объема, $|E_L^0|^2$ — интенсивность возбуждающего излучения, $(\partial \alpha / \partial Q)_0$ — комбинационная поляризуемость, m — масса, Γ — постоянная затухания. Подставляя (3) и (2) в (1) получим исходную систему уравнений для амплитуд связанных стоксовых волн:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial R}{\partial z} + [g\alpha''(\delta) - i(\delta + g\alpha'(\delta))]R &= \frac{1}{2} ig\alpha(\delta) VS, \\ \frac{\partial S}{\partial z} + [g\alpha''(\delta) - i(\delta + g\alpha'(\delta))]S &= \frac{1}{2} ig\alpha(\delta) VR, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\delta \approx \beta - \beta_0 = n(\omega_s - \omega_0)/c$, g — параметр усиления ⁴, $\alpha'(\delta)$ и $\alpha''(\delta)$ — действительная и мнимая часть нормированного на 1 лоренцева контура $\alpha(\delta)$ комплексной кубической нелинейности, V — видность амплитудно-фазовой решетки. Решение системы (4) с учетом граничных условий $R(-1/2L) = S(1/2L) = 0$ можно записать в компактном виде ³

$$R = \text{sh} \left[\gamma \left(z + \frac{1}{2} L \right) \right], \quad S = \pm \text{sh} \left[\gamma \left(z - \frac{1}{2} L \right) \right], \quad (5)$$

где γ — характеристические корни, которые находятся из уравнения

$$\gamma^2 - [g\alpha''(\delta) - i(\delta + g\alpha'(\delta))]^2 = \left(\frac{g\alpha(\delta)V}{2} \right)^2. \quad (6)$$

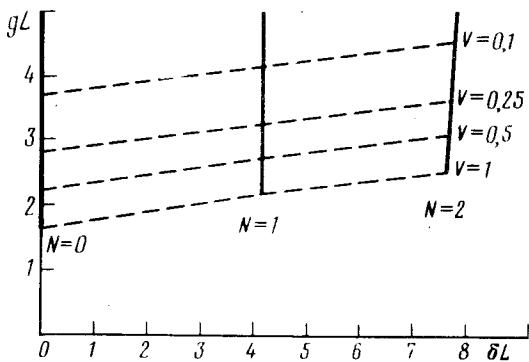
Подстановка (5) в (4) приводит к системе трансцендентных уравнений для набора собственных значений γ и соответствующих им приведенных частот δL и порогов генерации

gL :

$$\gamma + [g\alpha''(\delta) - i(\delta + g\alpha'(\delta))] = \pm i \frac{g\alpha(\delta)V}{2} e^{\gamma L}, \quad (7)$$

$$\gamma - [g\alpha''(\delta) - i(\delta + g\alpha'(\delta))] = \mp i \frac{g\alpha(\delta)V}{2} e^{-\gamma L}.$$

Проведенное с помощью ЭВМ методом итераций решение системы (7) определяло модовый состав рассеянного излучения на пороге ВКР (в линейном приближении, без учета эффектов истощения накачки). На рисунке приведена зависимость порога ВКР от приведенной частоты для случая, когда нулевая брэгговская мода совпадает с центром линии рассеяния, приведенная полуширина которой много больше расстояния между модами. Из рисунка следует, что преобладающей в данном случае является амплитудная решетка (так как вклад $\alpha'(\delta)$ в центре линии незначителен) у которой наименьшим порогом $gL = 1,52$ обладает нулевая мода. Расстояние между модами как и для случая РОС-лазера $\Delta\nu \sim 1/2L$.



Зависимость приведенного порога ВКР в условиях РОС gL от приведенной частоты при различных видностях амплитудно-фазовой решетки при условии, что брэгговская частота совпадает с центром линии, ширина которой много больше расстояния между модами. Показана только половина спектра, так как он симметричен относительно $\delta L = 0$

Представляет интерес оценить возможности ВКР в условиях РОС для селективного возбуждения избранного комбинационного перехода. Предположим, что активная среда имеет две комбинационные линии ω_1 и ω_2 с параметрами усиления g_1 и g_2 , причем $g_1 > g_2$. При обычном ВКР в спектре проявляется линия с большим g , что объясняется истощением накачки¹. Сравнивая выражение для порога ВКР в режиме "суперлюминесценции", полученное из условия 50%-преобразования⁷ с выражением для порога ВКР в условиях РОС, полученное для нулевой брэгговской моды $\omega_0 = \omega_2$ из решения системы (7) можно получить соотношение между g_1 и g_2 при котором в спектре проявляется только линия с меньшим g :

$$\frac{g_1}{g_2} = \frac{\ln\left(\frac{1}{\mu_0}\right)\sqrt{4-V}}{2 \ln(\sqrt{4-V}+2) - \ln V}, \quad (8)$$

где $\mu_0 = \frac{\omega_L}{\omega_s} \frac{|E_s^0|^2}{|E_L^0|^2}$, $|E_s^0|^2$ – интенсивность затравки на стоксовой частоте. Из (8) следует, что для увеличения коэффициента "подавления" сильной линии при ВКР в условиях РОС необходимо записывать амплитудно-фазовую решетку с максимальной видностью при максимальных $|E_L|^2$. Из (8) можно оценить максимальное g_1/g_2 , которое при типичных для ВКР μ_0 ⁷ и видности $V = 1$ составляет величину ~ 20 .

В заключение отметим, что полученные закономерности ВКР в условиях РОС позволяют надеяться на, по меньшей мере, два применения: для получения узкополосной перестраиваемой генерации⁸ и для расширения спектроскопических возможностей ВКР, без применения перестраиваемых лазеров.

Автор благодарен Ф.В.Бункину, Г.А.Ляхову, П.П.Пашнину за полезное обсуждение работы.

Литература

1. *Сущинский М.М.* Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. М.: Наука, 1969.
2. *Ахманов С.А., Коротеев К.И.* Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981.
3. *Kogelnik H., Shank C. V.* J. Appl. Phys., 1972, 43, 2328.
4. *Яриш А.* Квантовая электроника, М.: Советское радио, 1980.
5. *Вохник О.М., Одинцов В.И.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 5, 407.
6. *Изгородин В.М., Кормер С.Б., Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д., Пинегин А.В.* Квантовая электроника, 1982, 9, 229.
7. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику, М., Наука, 1981.
8. *Ахманов С.А., Ляхов Г.А.* ЖЭТФ, 1974, 66, 96.

Институт общей физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 октября 1983г.