

ОДНОВРЕМЕННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДВУХ РАЗНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

Р. Е. МОВСЕСЯН, Ж. О. НИНОЯН

Теоретически рассмотрено одновременное возбуждение двух разных стоксовских волн в среде.

Показано, что при введении потерь для одной из стоксовских волн, происходит увеличение интенсивности второй стоксовской волны.

1. Введение

При теоретическом рассмотрении вынужденного комбинационного рассеяния обычно изучается взаимодействие лазерного излучения с одним колебательным уровнем молекул среды с появлением волн стоксовой частоты первого и высших порядков. Такое рассмотрение соответствует большинству экспериментальных данных.

Однако использование мощных оптических квантовых генераторов дает возможность одновременного возбуждения в среде двух колебательных уровней с появлением двух разных стоксовских волн [1, 2, 3].

В настоящей работе теоретически исследована зависимость интенсивностей трех волн (лазерной и двух разных стоксовских) от коэффициентов поглощения среды.

В качестве исходных взяты уравнения баланса для интенсивностей:

$$\begin{aligned}\frac{dI_e}{dx} &= -I_e(G_1I_1 + G_2I_2), \\ \frac{dI_1}{dx} &= I_1(G_1I_e - \gamma_1), \\ \frac{dI_2}{dx} &= I_2(G_2I_e - \gamma_2),\end{aligned}\tag{1}$$

где I_e , I_1 и I_2 — интенсивности лазерного излучения первой и второй стоксовских волн соответственно, γ_1 и γ_2 — коэффициенты поглощения первой и второй стоксовских волн соответственно, G_1 и G_2 — коэффициенты усиления этих волн. Поглощением на длине волны лазерного излучения пренебрегаем.

Система уравнений (1) решена аналитически приближенно и с помощью вычислительной машины.

2. Приближенное аналитическое решение

Для решения системы уравнений (1) предположим, что рассеяние на втором колебательном уровне меньше, чем на первом, то есть $G_2I_2 \ll G_1I_1$. В этом случае первые два уравнения системы (1) образуют отдельную систему, не зависящую от третьего уравнения:

$$\begin{aligned}\frac{dI_e}{dx} &= -G_1 I_e I_1, \\ \frac{dI_1}{dx} &= I_1 (G_1 I_e - \gamma_1).\end{aligned}\quad (2)$$

Из системы (2) получаем уравнение для изменения интенсивности лазерного излучения в среде

$$\frac{d^2 I_e}{dx^2} - \frac{1}{I_e} \left(\frac{dI_e}{dx} \right)^2 - (I_e G_1 - \gamma_1) \frac{dI_e}{dx} = 0. \quad (3)$$

Найти точное аналитическое решение этого нелинейного уравнения невозможно, поэтому мы решим уравнение (3) в следующем приближении: интенсивность лазерного излучения изменяется медленно, то есть предположим, что $\frac{1}{I_e} \left(\frac{dI_e}{dx} \right)^2$ очень мал по сравнению с другими членами уравнения. Это приближение применимо для расстояний

$$x \ll \frac{1}{\sqrt{(G_1 I_e - \gamma_1)^2 + 2 G_1^2 I_e I_1}}.$$

Решение уравнения (3) в этом приближении и с начальными условиями

$$I_e(0) = I_{e0}, \quad \left. \frac{dI_e}{dx} \right|_{x=0} = -G_1 I_{e0} I_{10}$$

имеет следующий вид:

$$I_e = I_{e0} \left[1 - \frac{2G_1 I_{10} (1 - e^{-\delta x})}{\delta (1 + e^{-\delta x}) - (G_1 I_{e0} - \gamma_1)(1 - e^{-\delta x})} \right], \quad (4)$$

где

$$\delta = \sqrt{(G_1 I_{e0} - \gamma_1)^2 + 2G_1^2 I_{e0} I_{10}}.$$

Решая второе уравнение системы (2), для интенсивности первой стоксовской волны получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned}I_1 &= \frac{4I_{10}\delta^2 e^{-\delta x}}{[\delta (1 + e^{-\delta x}) - (G_1 I_{e0} - \gamma_1 + 2G_1 I_{10})(1 - e^{-\delta x})] \times} \\ &\quad \times [\delta (1 + e^{-\delta x}) - (G_1 I_{e0} - \gamma_1)(1 - e^{-\delta x})].\end{aligned}\quad (5)$$

Из третьего уравнения системы (1) для стоксовской волны имеем

$$\begin{aligned}I_2 &= I_{20} \left[\frac{2\delta}{\delta (1 + e^{-\delta x}) - (G_1 I_{e0} - \gamma_1)(1 - e^{-\delta x})} \right]^{\frac{2G_2}{G_1}} \times \\ &\quad \times \exp \left[G_2 I_{e0} - \gamma_2 - \frac{2G_1 G_2 I_{e0} I_{10}}{\delta - G_1 I_{e0} - \gamma_1} \right].\end{aligned}\quad (6)$$

Анализ решений (4), (5) и (6) показывает, что увеличение коэффициента поглощения на длине первой стоксовской волны приводит к

понижению порога для второй стоксовской волны. В этом случае интенсивность второй стоксовской волны увеличивается с увеличением коэффициента поглощения первой стоксовской волны (γ_1). При малых расстояниях $\delta x \ll 1$ эта зависимость имеет вид

$$I_2 = I_{20} \exp [(G_2 I_{20} - \gamma_2) x] \exp \left[\frac{2G_1 G_2 I_{20} I_{10}}{G_{10} I_{10} - \gamma_1} \right].$$

Интенсивность лазерного излучения при увеличении γ_1 меняется мало.

3. Численное решение

Система уравнений (1) решена на вычислительной машине „Наири-2“ при следующих значениях параметров:

$$G_1 = 10^{-10}, \quad G_2 = 0,85 \cdot 10^{-10};$$

$$1) \quad \gamma_1 = 0,3 \text{ см}^{-1}, \quad \gamma_2 = 0,3 \text{ см}^{-1}; \quad 2) \quad \gamma_1 = 0,6 \text{ см}^{-1}, \quad \gamma_2 = 0,5 \text{ см}^{-1};$$

и при начальных условиях

$$I_e(0) = 10^{10}, \quad I_1(0) = 10^{11}, \quad I_2(0) = 0,85 \cdot 10^{11}.$$

Приведенные численные значения параметров соответствуют с условиями эксперимента работы [3].

Решение при $\gamma_1 = 0,6 \text{ см}^{-1}$ и $\gamma_2 = 0,5 \text{ см}^{-1}$ приведено на рис. 1. Как видно из графиков, интенсивности стоксовских волн сначала ра-

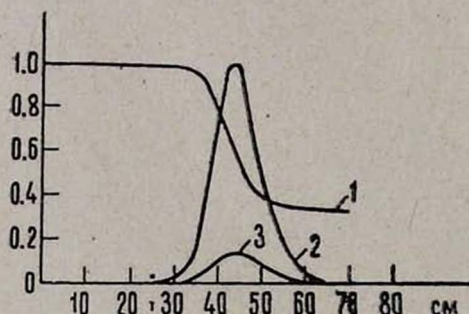


Рис. 1. Зависимости интенсивностей возбуждающего и рассеянных излучений от толщины рассеивающей среды; 1 — возбуждающее излучение — $\frac{I_e}{I_e(0)}$; 2 — первая

стоксовская волна — $\frac{I_1}{I_{1 \max}}$; 3 — вторая

стоксовская волна — $\frac{I_2}{I_{1 \max}}$.

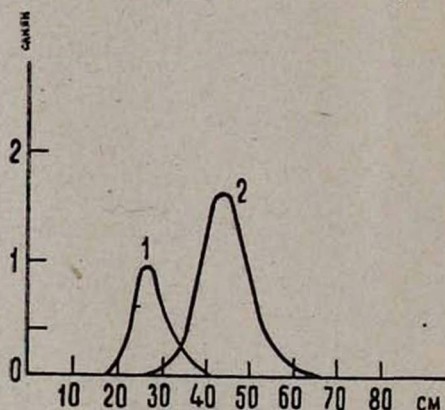


Рис. 2. Зависимости второй стоксовской волны от толщины рассеивающей среды;

$$1 - \frac{I_2}{I_{2 \max}(\gamma_2 = 0,3)} \text{ при } \gamma_2 = 0,3 \text{ см}^{-1},$$

$$2 - \frac{I_2}{I_{2 \max}(\gamma_2 = 0,5)} \text{ при } \gamma_2 = 0,5 \text{ см}^{-1},$$

$$\gamma_1 = 0,6 \text{ см}^{-1}.$$

стут с расстоянием, на одном и том же расстоянии достигают максимального значения, а потом стремятся к нулю.

На рис. 2 приведены интенсивности второй стоксовской волны при значениях коэффициента поглощения $\gamma_2=0,3 \text{ см}^{-1}$ ($\gamma_1=0,3 \text{ см}^{-1}$) и $\gamma_2=0,5 \text{ см}^{-1}$ ($\gamma_1=0,6 \text{ см}^{-1}$). Здесь при увеличении поглощения первой стоксовской волны максимальное значение интенсивности второй стоксовской волны увеличивается в 1,6 раза, несмотря на увеличение и собственного коэффициента поглощения.

Все эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными работы [3], в которой исследовано вынужденное комбинационное рассеяние растворов пиридина.

Для выявления области применимости приближенных аналитических формул, на рис. 3 приведены графики интенсивностей лазерного

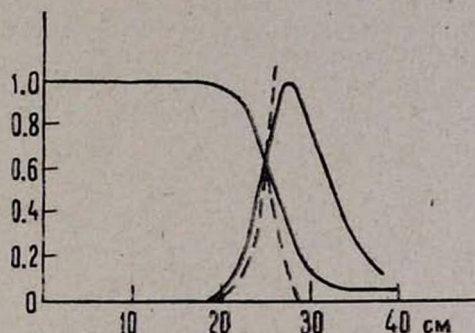


Рис. 3. Зависимости интенсивностей возбуждающего излучения и первой стоксовской волны от толщины среды при $\gamma_1 = 0,3 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_2 = 0,3 \text{ см}^{-1}$. Пунктиром показаны значения аналитических формул.

излучения и первой стоксовской волны (при $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,3 \text{ см}^{-1}$), вычисленные на машине и с помощью формул (4) и (5), при тех же значениях параметров и начальных условий. Легко заметить, что аналитические решения хорошо совпадают с точными численными решениями в области возникновения и роста вынужденного рассеяния.

Ереванский государственный
университет

Поступила 1.XII.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. P. Bortfeld, M. Geller, G. Eckhardt, J. Chem. Phys., 40, 1770 (1964).
2. М. Е. Мовсисян, Ж. О. Никоян, А. Т. Бадалян, Опт. и спектр., 22, 493 (1967).
3. М. Е. Мовсисян, Ж. О. Никоян, Опт. и спектр., 24, 241 (1968).

ԵՐԿՈՒ ՏԱՐԲԵՐ ՏՍՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՄԻԱԺԱՄԱՆԱԿ ԳՐԳՈՒՄԸ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ
ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՈՒՄ

Ռ. Ե. ՄՈՂՍԻՍՅԱՆ, Ժ. Ն. ՆԻՆՈՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է երկու տատանումների միաժամանակ զրգոումը և երկու տարբեր ստորյան ալիքների առաջացումը միջավայրում, ստիպողական կոմբինացիոն ցրման ժամանակ:

Օդաագործված են բալանսի հավասարումները ինտենսիվությունների համար: Վերջիններս լուծված են անալիտիկ եղանակով մոտավորությունների օգնությամբ և հաշվիչ մեքենայով:

Ցույց է տրված, որ մի ստորային ալիքի կլանման գործակցի մեծացումը բերում է երկրորդ ստորային ալիքի ինտենսիվության մեծացման և շեմի իջեցման:

Համեմատված են թվային և անալիտիկ լուծումները:

SIMULTANEOUS EXCITATION OF TWO DIFFERENT VIBRATIONS IN STIMULATED RAMAN SCATTERING

R. E. MOVSESSIAN, J. H. NINOYAN

Simultaneous excitation of two different vibrations in stimulated Raman scattering is investigated theoretically.

It is shown that when the absorption of the Stokes components is changed, the excitation threshold of the Stokes component of the other vibration changes as well and the redistribution of the energy of laser radiation takes place.