

УДК 535.375.5

ВОЗБУЖДЕНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЙЯНИИ НА АНГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ СРЕДЫ

Г. П. ДЖОТЯН, А. А. МИНАСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 27 сентября 1985 г.)

Развита теория вынужденного комбинационного рассеяния на ангармонических колебаниях среды с учетом рассеяния накачки в антистоксову область. Исследованы зависимости интенсивностей стоксовой и антистоксовой волн от инкремента усиления. Проведен численный анализ.

В основе феноменологического описания вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) традиционно лежит теория поляризуемости Плачека [1], рассматривающая рассеивающую среду как набор гармонических осцилляторов, каждый из которых соответствует одной молекуле. Ангармоничность в таком подходе либо не учитывается, либо учитывается методом теории возмущений по малому параметру — коэффициенту ангармонизма. В то же время из теории нелинейных колебаний известно, что корректный подход приводит к эффектам, отсутствующим при решении уравнения для ангармонического осциллятора методом обычной теории возмущений [2]. Впервые на некорректность теории возмущений при исследовании некоторых нелинейных процессов было обращено внимание в работе [3].

Теория ВКР с корректным учетом ангармоничности комбинационно-активных колебаний среды была развита в работах [4, 5]. Такой подход позволяет объяснить неустойчивость ВКР — скачкообразный рост интенсивности стоксовой волны при определенном инкременте усиления, наблюдаемый при ВКР экспериментально (см., например, [6, 7]), — как следствие бистабильности и гистерезиса в зависимости амплитуды молекулярных колебаний и интенсивности стоксовой волны от инкремента усиления. В теории ВКР, развитой в [4, 5], пренебрегается влиянием на рассматриваемый процесс рассеяния в антистоксову область. Однако в определенных случаях ВКР сопровождается интенсивным антистоксовым излучением, что может существенно изменить характеристики ВКР.

В настоящей работе развита теория ВКР на ангармонических колебаниях среды с учетом рассеяния накачки в антистоксову область.

В приближении медленно меняющихся амплитуд стоксовой ($A_c(\omega_c)$) и антистоксовой ($A_a(\omega_a)$) компонент, распространяющихся вдоль оси z , в квазистационарном режиме, когда длительность импульса накачки с амплитудой $A_n(\omega_n)$ существенно превышает время поперечной релаксации комбинационно-активного перехода T_2 , в приближении заданного поля накачки система уравнений для A_c , A_a и q -амплитуды молекулярных колебаний имеет следующий вид:

$$\frac{dA_c}{dz} = \frac{\gamma_c}{4ik_c} A_n q^* e^{-iz\Delta k_1},$$

$$\frac{dA_a}{dz} = \frac{\gamma_a}{4ik_a} A_n q e^{-iz\Delta k_2}, \quad (1)$$

$$q \left(\frac{3}{4} \sigma |q|^2 - \Delta^2 + \frac{i\omega}{T_2} \right) = \frac{\gamma_{Q1}}{2} A_n A_c^* e^{-iz\Delta k_1} + \frac{\gamma_{Q2}}{2} A_n^* A_a e^{+iz\Delta k_2},$$

где $\gamma_{c,a}$, $\gamma_{Q1,2}$ — коэффициенты нелинейной связи, $\Delta k_1 = k_n - k_c$, $\Delta k_2 = k_n - k_a$, $k_{n,c,a}$ — волновые числа соответственно накачки, стоксовой и антистоксовой компонент, σ — коэффициент ангармонизма, $\omega = \omega_n - \omega_c$, $\Delta^2 = \omega^2 - \omega_0^2$, ω_0 — частота комбинационно-активного перехода.

При выполнении условия волнового синхронизма $\Delta k_1 + \Delta k_2 = 0$ из волновых уравнений системы (1) можно получить связь между A_c и A_a :

$$A_a + \gamma \frac{A_n}{A_n^*} A_c^* = \gamma \frac{A_n}{A_n^*} A_c^* (z=0), \quad (2)$$

где

$$\gamma = \frac{\gamma_a}{\gamma_c^*} \frac{k_c}{k_a}, \quad A_a(z=0) = 0.$$

Введя обозначения

$$g = \frac{\gamma_c T_2}{4k_c \omega} (\gamma_{Q1} - \gamma_{Q2})^*,$$

$$I_q = |q|^2, \quad I_n = |A_n|^2, \quad A_{c0} = \gamma_{Q2} \gamma (\gamma_{Q1} - \gamma_{Q2})^{-1} A_c (z=0),$$

$$A_{c0} + A_c = \sqrt{J_c} e^{i\psi}, \quad \theta = \left[\left(\frac{3}{4} \sigma I_q - \Delta^2 \right)^2 + \frac{\omega^2}{T_2^2} \right]^{-1/2},$$

для величин J_c , ψ , I_q из (1) получим следующую систему уравнений:

$$\frac{dJ_c}{dz} = \frac{g\omega^2}{T_2^2} I_n J_c \theta,$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{gT_2}{2\omega} I_n \left(\frac{3}{4} \sigma I_q - \Delta^2 \right) \theta, \quad (3)$$

$$I_q \theta^{-1} = \frac{1}{4} |\gamma_{Q1} - \gamma_{Q2}|^2 J_c I_n.$$

Интегрирование системы (3) позволяет получить в явном виде зависимости функций $J_c = J_c(I_q)$, $\psi = \psi(I_q)$ и $I_q = I_q(z)$, из которых с учетом (2) для интенсивностей стоксовой ($I_c = |A_c|^2$) и антистоксовой ($I_a = |A_a|^2$) волн следуют выражения

$$I_c = J_c + |A_{c0}|^2 - 2\sqrt{J_c |A_{c0}|^2} \cos(\psi - \psi_0),$$

$$I_a = \gamma^2 [J_c + \gamma'^2 |A_{c0}|^2 - 2\sqrt{J_c |A_{c0}|^2} \gamma' \cos(\psi - \psi_0)],$$

$$\psi(I_q) = \psi(I_{q0}) + \frac{9\sigma T_2}{8\omega} (I_q - I_{q0}) - \frac{T_2 \Delta^2}{2\omega} \ln \frac{I_q}{I_{q0}} -$$

$$-\operatorname{arctg} \left[\left(\frac{3}{4} \sigma I_q - \Delta^2 \right) \frac{T_2}{\omega} \right] - \operatorname{arctg} \left[\left(\frac{3}{4} \sigma I_{q0} - \Delta^2 \right) \frac{T_2}{\omega} \right], \quad (4)$$

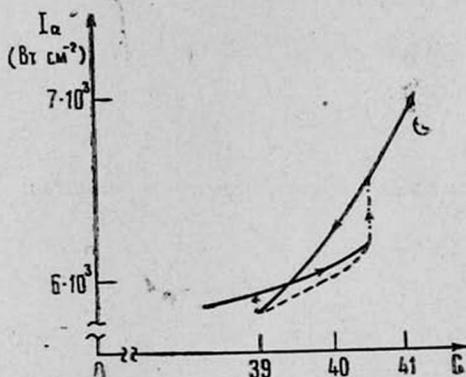
$$\left(\Delta^4 + \frac{\omega^2}{T_2^2} \right) \ln \frac{I_q}{I_{q0}} + \frac{27}{32} \sigma^2 (I_q^2 - I_{q0}^2) - 3\sigma \Delta^2 (I_q - I_{q0}) = \frac{\omega^2}{T_2^2} g I_{nz}, \quad (5)$$

где

$$I_{q0} = \frac{1}{4} |\gamma_{Q1}|^2 I_n J_c(z=0) \left(\Delta^4 + \frac{\omega^2}{T_2^2} \right)^{-1},$$

$$\psi_0 = \arg A_{c0}, \quad \gamma' = 1 + \gamma_{Q2} [\gamma(\gamma_{Q1} - \gamma_{Q2})]^{-1}.$$

Уравнение (5) для величины I_q интенсивности волны молекулярных колебаний совпадает с уравнением, полученным в работах [4, 5] для интенсивности волны молекулярных колебаний при отсутствии рассеяния в антистоксову область (при соответствующем коэффициенте g). В этих работах было показано, что зависимость $I_q = I_q(G = g I_{nz})$, описываемая уравнением (5), неоднозначна и проявляет бистабильное поведение и гистерезис. Из уравнений (3) и (4) следует, что аналогично $I_q(G)$ интенсивности I_c стоксовой и I_a антистоксовой волн также имеют бистабильную зависимость от инкремента усиления G ; при этом переход от одной устойчивой ветви к другой сопровождается скачкообразным изменением интенсивностей стоксовой и антистоксовой волн. Зависимость интенсивности антистоксовой компоненты от инкремента усиления G , полученная численными методами, приведена на рисунке.



Зависимость интенсивности антистоксовой компоненты I_a от инкремента усиления G при ВКР в жидком азоте при значениях $I_n = 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1}$, $|\sigma| = 10^{14} \text{ esu}$, $|\epsilon| = 2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Пунктирная кривая соответствует неустойчивой ветви молекулярных колебаний.

Таким образом, нами решена задача о ВКР на ангармонических молекулярных колебаниях с учетом возбуждения антистоксовой волны. Показано, что при выполнении условия фазового синхронизма возбуждение антистоксовой компоненты не влияет на скачкообразный характер усиления стоксовой волны, вызванной ангармоничностью колебаний [4, 5]. При этом аналогичный характер усиления имеет место и для антистоксовой компоненты. Вместе с тем учет рассеяния в антистоксову область приводит к возрастанию критических значений величины $I_n z$, при которых происходят скачки интенсивностей стоксовой и антистоксовой волн, по сравнению с теми значениями $(I_n z)_0$, которые имеют место без учета возбуждения антистоксовой компоненты. Так, отношение указанных величин есть

$$\frac{(I_{\alpha} z)_0}{I_{\alpha} z} = 1 - \frac{\gamma \gamma_{Q1,2}}{\gamma_{Q1}}$$

Выражая коэффициенты γ , $\gamma_{Q1,2}$ через нелинейные комбинационные восприимчивости χ_c и χ_a [8], запишем это отношение в следующем виде

$$\frac{(I_{\alpha} z)_0}{I_{\alpha} z} = 1 - \frac{\omega_a^2 k_c}{\omega_c^2 k_a} \cdot \frac{|\chi_a|}{|\chi_c|}$$

Можно показать, что при выполнении условия фазового синхронизма с учетом дисперсии нелинейных восприимчивостей это отношение положительно и меньше 1.

Авторы благодарны В. М. Арутюняну за полезные обсуждения и О. В. Багдасаряну за помощь, оказанную при расчетах на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Placzek G.* Handbuch der Radiologie. Leipzig, 1934, Teil II, 205.
2. *Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. В.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Изд. Наука, М., 1974.
3. *Flytzants Chr., Tang C. L.* Phys. Rev. Lett., 45, 441 (1980).
4. *Джотян Г. П., Минасян А. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 243 (1983).
5. *Djotyan G. P., Minasyan L. L.* Opt. Comm., 49, 117 (1984).
6. *Бломберген Н.* УФН, 97, 307 (1969).
7. *McQuillan A. J., Clements W. B., Stoicheff B. P.* Phys. Rev., A 1, 628 (1970).
8. *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. Изд. Мир, М., 1966.

ԱՆՏԻՍՏՈՔՍՅԱՆ ԱՒԻՔԻ ԳՐԳՈՒՈՒՄԸ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԱՆՀԱՐՄՈՒՆԻԿ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄՔԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Պ. ԶՈՔՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՅԱՆ

Աշխատանքում զարգացված է ստիպողական կոմբինացիոն ցրման տեսությունը հաշվի առնելով մղման ցրումը անտիստոքսյան տիրույթի շեռազոտված է ստոքսյան և անտիստոքսյան ալիքների ինտենսիվության կախումը ուժեղացման գործակցից: Կատարված է թվային հաշվարկ:

EXCITATION OF AN ANTI-STOKES WAVE AT STIMULATED RAMAN SCATTERING ON ANHARMONIC OSCILLATIONS OF THE MEDIUM

G. P. DZHOTYAN, L. L. MINASYAN

A theory of stimulated Raman scattering allowing for the scattering of pumping into the anti-Stokes range is developed. The dependences of Stokes and anti-Stokes wave intensities on the gain increment are investigated. The numerical analysis of these dependences is carried out.