Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 8, стр. 519 – 522 20 октября 1973 г.

ЭФФЕКТЫ НАСЫЩЕНИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ И РЕЗОНАНСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ (УСИЛЕНИИ) СИЛЬНОГО НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков

1. В настоящей статье рассматривается ВКР в поле сильного оптического шума с учетом эффектов насыщения. Обсуждается новый режим сильной перекачки энергии широкополосного возбуждающего излучения в гармонический стоксов сигнал.

Для анализа нелинейных эффектов, возникающих при взаимодействии некогерентного света с квантовыми системами, предлагается использовать подход, аналогичный технике уравнений Дайсона в теории волн в турбулентных средах [1], обобщенный на нелинейные задачи [2,3].

2. Пусть $\hat{L}$ и $\hat{N}$ – линейный и нелинейный операторы, и ищется среднее значение $\bar{x}$ величины x, удовлетворяющей уравнению $\hat{L}x = \hat{N}(x)$, в котором $\hat{N}$ или начальные (граничные) условия для x содержат случайную функцию ξ с известными характеристиками. В нашем случае $\xi(t)$ – комплексная амплитуда падающего на среду немонохроматического поля с формой линии $G(\omega)$, средней интенсивностью $I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega)d\omega$, шириной спектра $\Delta\omega$. Полагая $x = \bar{x} + \tilde{x}$ ($\tilde{x}$ – флуктуация) получим для уравнения: (а) $\hat{L}\bar{x} = \langle \hat{N} \rangle$, (б) $\hat{L}\tilde{x} = \hat{N} - \langle\hat{N}\rangle$. Определив из второго уравнения $\tilde{x}$ в виде ряда по ξ, – при этом $\bar{x}$ считается независящим от ξ переменным параметром уравнения (б) – подставив результат в (а), получим для $\bar{x}$ уравнение $\hat{L}\bar{x} = \sum_{n=0}^{\infty} N^{(2n)}(\bar{x})$, в котором $N^{(2n)}$ – некоторые нелинейные относительно $\bar{x}$ функционалы, пропорциональные корреляционным функциям ξ четного порядка $2n$ (при условии $\langle\xi^{2n+1}\rangle = 0$, которое выполняется для гауссовской и некоторых других моделей шумового излучения). Учитывая лишь первый член разложения, имеем

$$\hat{L}\bar{x} = N^{(2)}(\bar{x}), \qquad N^{(2)} \sim G(\omega). \tag{1}$$

Для линейных задач $N^{(2)}(\bar{x}) \sim \bar{x}$, и (1) соответствует приближению Бурре в теории многократного рассеяния [1] или "лестничному" приближению для уравнения Бете – Солпитера (если под $\bar{x}$ понимать корреляционную функцию [9]). В пределе больших $\Delta\omega$ (1) переходит в уравнение фоккер-планковского приближения [4, 5].

Описанный подход непосредственно обобщается на случай системы уравнений.

3. Обратимся к анализу ВКР в поле шумовой накачки. Предположим, что на комбинационно-активную среду, занимающую область $z > 0$, с контуром спонтанной линии $F(\omega) = (1 + \omega^2 T_2^2)^{-1}$ падает волна накачки с амплитудой $A_{\text{н}}(t, z = 0) = \xi(t)$ и синусоидальный стоксовский сигнал с амплитудой $A_{\text{c}}(t, z = 0) = A_{\text{c}0}$. В среде

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - i\beta_{\text{н}} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \alpha_{\text{н}} \right) A_{\text{н}} = - \sigma_{\text{н}} A_{\text{c}} Q \,, \tag{2}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu \frac{\partial}{\partial \theta} - i\beta_{\text{c}} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \alpha_{\text{c}} \right) A_{\text{c}} = \sigma_{\text{c}} A_{\text{н}} Q^* \,, \tag{3}$$

$$T_2 \frac{\partial Q}{\partial \theta} + Q = \sigma_Q T_2 A_{\text{н}} A_{\text{c}}^* \,, \qquad (\theta = t - z / v_{\text{н}}) \tag{4}$$

Q – амплитуда молекулярных колебаний, $\alpha_{\text{н,c}}$, $\sigma_{\text{н,c},Q}$ и $\beta_{\text{н,c}}$ – постоянные, причем $\beta_i = (1/2)(\partial^2 k/\partial\omega^2)_{\omega=\omega_i}$ (i = н, с) описывают изменение групповых скоростей около средних значений $v_{\text{н}}$ и v_{c} внутри соответствующих волновых пакетов; $\nu = 1/v_{\text{c}} - 1/v_{\text{н}}$.

Наиболее интересным результатом, относящимся к режиму без насыщения ($A_{\text{н}} >> A_{\text{c}}$) является вывод о том, что даже накачка с весьма широким спектром ($\Delta\omega >> T_2^{-1}$, $\Delta\omega >> 2\pi \ell^{-1} |\nu|^{-1}$, ℓ – длина взаимодействия) рассеивается средой почти так же эффективно, как и монохроматическая, если ее средняя интенсивность превосходит некоторое критическое значение: $I_0 > I_{\text{кр}} = 4c|\nu|\, g^{-1} \Delta\omega$, где $g = 2T_2 \sigma_{\text{c}} \sigma_Q$ – фактор усиления ВКР (при $\beta_{\text{c, н}} = 0$ [2, 3, 5, 10]). Результаты эксперимента находятся в согласии с этим выводом и показывают, что насыщение ВКР в случае $\Delta\omega T_2 \approx 10^3$ происходит при тех же уровнях мощности, что и в случае $\Delta\omega T_2 < 1$ [6, 7]. Заметим, что рассмотрев модель многомодовой накачки (см. также [11]), когда $G(\omega) = \sum_n I_n \delta(\omega - \omega_n)$ и расстояние между модами превышает T_2^{-1}, для инкремента ВКР Γ ($|A_{\text{c}}|^2 \sim \exp \Gamma z$) можно получить уравнение

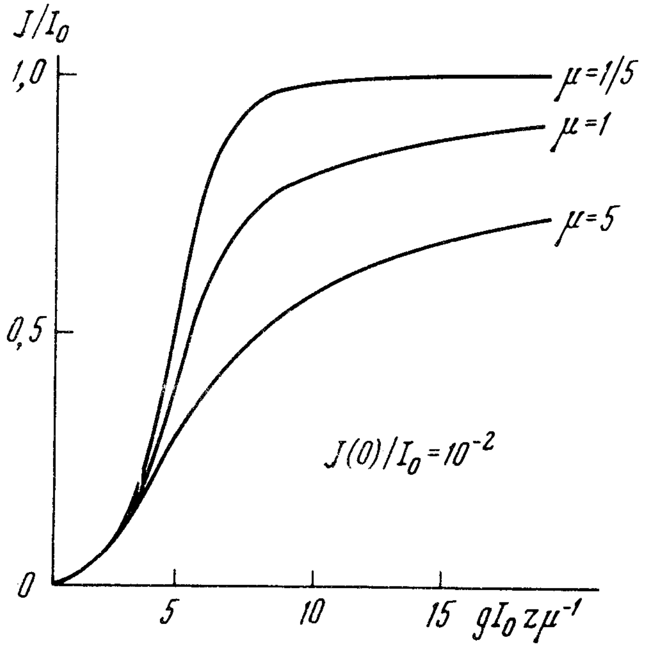
$$1 = g \sum_n \frac{I_n}{\Gamma + i2[\nu\Omega n + (\beta_{\text{c}} - \beta_{\text{н}})\Omega^2 n^2]} \,,$$

из которого также видно, что с ростом $I_0 = \sum_n I_n$ величина Γ стремится к $\Gamma_0 = g I_0$.

4. Как следует из линейной теории, при усилении монохроматического стоксовского сигнала и $I_0 < I_{кр}$ вследствие дисперсии скоростей волн в спектре ВКР преобладает когерентная компонента, $A_c \approx \bar{A}_c$, а флуктуационная компонента подавлена. Естественное предположение, что эта картина сохранится и в режиме насыщения при больших z (величина $I_{кр}$ от z не зависит), как раз соответствует рассмотренному выше "нелинейному" приближению Бурре, причем (1) принимает вид

$$\frac{dJ}{dz} + 2\alpha_c J = e^{-2\alpha_н z} gJ \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) F(\omega) \exp\left[-\frac{\omega_н}{\omega_c} gF(\omega) \int_0^z J(z')dz'\right] d\omega, \tag{5}$$

где $J = |\bar{A}_c|^2$ – интенсивность когерентной компоненты ВКР ($\beta_{н,c} = 0$). В предельном случае $G(\omega) = I_0 \delta(\omega)$ (5) переходит в известное уравнение, описывающее насыщение ВКР при монохроматической накачке [8].



Согласно (5) в среде без потерь с ростом z величина J стремится к максимальному пределу $|A_{c0}|^2 + \frac{\omega_c}{\omega_н} I_0$, допускаемому соотношением Мэнли – Роу, что означает возможность полной перекачки мощности оптического шума в монохроматическую компоненту рассеянного света, частота которого совпадает с частотой затравки. Темп перекачки определяется при этом величиной $\mu = 1/\Delta\omega T_2$ (см. рисунок). Этот результат поясняется картиной преобразования спектров, которые можно найти из флуктуационных уравнений (2) и (4) ($A_н = \tilde{A}_н$, $Q = \tilde{Q}$), аналогичных (б)

$$G_{\text{н}}(\omega, z) = G(\omega)\exp\left\{-\frac{\omega_{\text{н}}}{\omega_{\text{с}}} gF(\omega)\int_0^z J(z')dz'\right\},$$

$$G_Q(\omega, z) = \sigma_Q^2 T_2^2 F(\omega)\, G_{\text{н}}(\omega, z),$$

а именно, что сначала передается энергия, заключенная в центре спектральной линии шума, а затем – энергия крыльев спектра, за счет биений коррелированных флуктуаций накачки и фононов. Как видно из последней формулы, относительная роль крыльев спектра фононной волны в перекачке энергии с увеличением z возрастает.

5. Метод уравнений Дайсона был использован нами также для анализа задачи о распространении светового импульса с шумовым заполнением в двухуровневой среде с учетом насыщения. Эти результаты будут опубликованы в другой работе.

Авторы выражают благодарность В.Н.Петькову за расчет на ЭВМ.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
16 августа 1973 г.

Литература

[1] Ю.Н.Барабаненков, Ю.А.Кравцов, С.М.Рытов, В.И.Татарский. УФН, 102, 3, 1970.

[2] Ю.Е.Дьяков. Краткие сообщения по физике (ФИАН), №4, 1973.

[3] Ю.Е.Дьяков, Краткие сообщения по физике (ФИАН), №5, 1973.

[4] Ю.Е.Дьяков. Краткие сообщения по физике (ФИАН) №7, 1971.

[5] С.А.Ахманов, Ю.Е.Дьяков, А.С.Чиркин. Письма в ЖЭТФ, 13, 724, 1971.

[6] В.В.Бочаров, А.З.Грасюк, И.Б.Зубарев, В.Ф.Муликов. ЖЭТФ, 56, 429, 1968; А.З.Грасюк, И.Б.Зубарев, Н.В.Суязов. Письма в ЖЭТФ, 15, 23, 1972.

[7] Ю.Е.Дбяков, Б.В.Жданов, Л.И.Павлов. Тезисы докладов на VI Всесоюзн. конф. по нелинейной оптике (Минск), 1972.

[8] Н.Бломберген. Нелинейная оптика. М., изд. Мир, 1966.

[9] Ю.Е.Дьяков. Тр. Всесоюзн. симпозиума по дифракции (Ереван), 1973.

[10] Ю.Е. Дьяков. Письма в ЖЭТФ, 11, 362, 1970.

[11] З.А.Баскакова. Канд. диссертация, МГУ, 1973.