

НАКАПЛИВАЮЩИЕСЯ НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛЕ НАКАЧКИ С ШИРОКИМ ЧАСТОТНЫМ СПЕКТРОМ

С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин

1. В настоящей статье обсуждается возможность реализации экспоненциального нарастания интенсивности световых волн за счет нелинейного взаимодействия (комбинационного или параметрического) с широкополосной некогерентной накачкой.

2. Теоретические исследования комбинационных и параметрических процессов в поле шумовой накачки, выполненные к настоящему времени, не дают полной картины явления. Теория ВКР и ВРМБ в поле некогерентной накачки развита лишь для недиспергирующей среды (см. [5–7]); в отношении параметрического усиления имеются лишь частные результаты [8, 9].

Нами развита теория [13] параметрических и комбинационных процессов в поле некогерентной накачки, в которой учитывается конечное время релаксации нелинейности и дисперсия среды. Показано, что хотя расширение спектра накачки, вообще говоря, снижает эффективность указанных процессов, увеличение спектральной плотности накачки способно компенсировать этот эффект¹⁾, а именно эффективная полоса частотного (или углового) спектра накачки, вовлекаемого в процесс усиления данной спектральной компоненты сигнала, $\Delta\omega_n^{\text{эфф}}$ определяется отношением нелинейности среды к ее дисперсии и прямо пропорциональна средней спектральной плотности накачки.

¹⁾ Сказанное не относится к случаю, когда параметры накачки меняются регулярным образом: например, при достаточно быстром изменении частоты накачки по линейному закону происходит резкий спад усиления при любом уровне накачки [10].

3. Нестационарное ВКР в заданном поле накачки $A_H(t - (z/u_H))$ описывается уравнениями для комплексной амплитуды стоксовой волны A_C и недиагонального элемента матрицы плотности σ [6]

$$\frac{1}{u_C} \frac{\partial A_C}{\partial t} + \frac{\partial A_C}{\partial z} = \gamma_1 \sigma A_H \left(t - \frac{z}{u_H} \right), \quad (1a)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{T_2} \sigma = \gamma_2 A_C A_H^* \left(t - \frac{z}{u_H} \right). \quad (1b)$$

Характер процесса рассеяния зависит от соотношения между $\Delta\omega_H$ и характерной полосой $\Delta\omega = (\nu z)^{-1}$, определяемой длиной области рассеяния z и дисперсией скоростей $\nu = |u_C^{-1} - u_H^{-1}|$. При $\Delta\omega_H \ll \Delta\omega$ (независимо от соотношения между $\Delta\omega$ и $\Delta\omega_{СП} = 2/T_2$) средняя интенсивность стоксовой волны экспоненциально нарастает с расстоянием,

$$\langle |A_C^2(t, z)| \rangle = I_C(z) = I_{C_0} \exp G_{\text{ког}} z, \quad G_{\text{ког}} = g_0 I_H, \quad (2)$$

где $g_0 = 2\gamma_1\gamma_2 T_2$ (все параметры здесь и далее нормированы так, что величины $\langle |A_{C,H}^2| \rangle = I_{C,H}$ имеют размерность плотности мощности). При $\Delta\omega_H \gg \Delta\omega_{СП}$, $\Delta\omega$ амплитуду накачки в (1) можно считать δ -коррелированным случайным процессом:

$$\langle A_H(t) A_H^*(t') \rangle = 2\pi S \delta(t - t'), \quad S = I_H / \Delta\omega_H, \quad (3)$$

а стоксово поле рассматривать как марковский процесс. Решение уравнений (1), полученное путем сведения их к уравнению Фоккера – Планка, позволяет получить следующее выражение для интенсивности стоксовой волны в сечении z :

$$I_C(z) = I_{Cp} \exp G_{\text{неког}} z, \quad G_{\text{неког}} = \frac{g_0}{\frac{2}{\pi} - S g_0 \nu^{-1}} \frac{\Delta\omega_{СП}}{\Delta\omega_H} I_H. \quad (4)$$

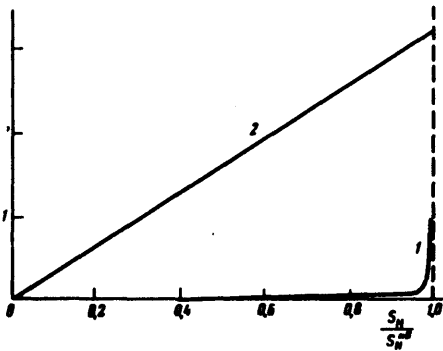
Из сравнения (2) и (4) следует, что величина $\Delta\omega_H^{\text{эфф}} = \Delta\omega_{СП} / (\frac{2}{\pi} - S g_0 \nu^{-1})$ быстро возрастает с ростом спектральной плотности накачки (рисунок).

При $S = S_{\text{кр}} = 2\nu/\pi g_0$ выражение (4) имеет особенность, причем вблизи критического значения S ширина линии стоксовой компоненты

$$\Delta\omega_C = \frac{4}{\pi} \Delta\omega_H^{\text{эфф}}.$$

Справедливость фоккер-планковского приближения ограничена областью $\Delta\omega_C < \Delta\omega_H$ ($S < S_{\text{кр}}$), т. е. $(\Delta\omega_H^{\text{эфф}})_{\text{max}} \approx (\pi/4) \Delta\omega_H$.

В области $S > S_{кр}$ применима квазистатическая формула (2) (см. рисунок). Аналогичные результаты могут быть получены и для других видов рассеяния, в частности, для ВРМБ и ВТР.



Относительная эффективная ширина спектра накачки: $\eta = \Delta\omega_{н}^{эфф} / \Delta\omega_{н}$, дающая вклад в процессы вынужденного комбинационного рассеяния (кривая 1) и параметрического усиления (кривая 2), как функция средней спектральной плотности накачки

4. Рассмотрим теперь параметрическое усиление (ПУ) в поле накачки, случайно модулированной в пространстве и времени. Если средние частоты сигнала и накачки различаются вдвое, для комплексной амплитуды A_c усиляемого сигнала можно написать уравнение [8, 9].

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} + \frac{1}{v_c} \frac{\partial A_c}{\partial t} + \beta \frac{\partial A_c}{\partial x} = \gamma A_n \left(t - \frac{z}{v_n}, x \right) A_c^* e^{i\Delta z}, \quad (5)$$

где $\Delta = k_n - 2k_c$ – расстройка между средними волновыми векторами. В существенно, неквазистатическом случае ($\Delta\omega_n = r_{кор}^{-1} \gg (\nu z)^{-1}$; ширина углового спектра накачки $\Delta\theta = r_{кор}^{-1} \gg \Delta\theta_{синх} = (\beta z)^{-1}$) накачку можно считать δ -коррелированным процессом в пространстве и времени. Тогда средняя интенсивность волны сигнала в сечении нелинейной среды (на входе, $z = 0$, волна сигнала предполагается плоской и монохроматической)

$$\langle |A_c^2(t, x, z)| \rangle = I_c(z) = I_{c0} \exp\{2[\gamma^2 I_n \ell_{кор} - \delta]z\},$$

$$\ell_{кор} = \left(\frac{\nu}{r_{кор}} + \frac{\beta}{r_{кор}} \right)^{-1} \quad (6)$$

(в поле монохроматической накачки при $\Delta = 0$)

$$I_c(z) = I_{c0} \exp\{2(\gamma\sqrt{I_n} - \delta)z\}.$$

Для эффективной ширины частотного спектра накачки находим в этом случае $\Delta\omega_{н}^{эфф} = (2\pi\gamma/\nu)^2 S$.

5. Для расчетов формулу для $S_{кр}$ запишем: для ВКР-вперед $S_{кр} = (I_n / \Delta\nu_n)_{кр} = 4\nu' / g_0$ (здесь $\Delta\nu_n$ – полоса накачки в $см^{-1}$, $\nu' = c\nu$), для ВКР-назад и ВРМБ $S_{кр} = 8/g_0$. В оптическом диапазоне для ВКР-вперед $\nu' \approx 10^{-2}$, $g_0 \approx 10^{-2} \text{ см/Мвт}$ и $S_{кр} = 4 \text{ Мвт/см}$.

Таким образом ВКР-вперед в поле многомодового лазера с весьма широким спектром $\Delta\nu_n = 100 \text{ см}^{-1}$ (такие полосы характерны для многомодовых лазеров на стекле и красителях) происходит столь же эффективно, как и в поле одномодовой накачки, при относительно невысокой плотности мощности $\approx 400 \text{ Мвт/см}^2$. Для ВКР-назад при тех же данных $S_{кр} \approx 800 \text{ Мвт/см}$, что приводит к сильной асимметрии вперед-назад. Для ВРМБ в CS_2 $S_{кр} \approx 160 \text{ Мвт/см}$ и, следовательно, нетрудно получить $\Delta\nu_n^{\text{эфф}} \approx \Delta\nu_n \approx 100 \text{ см}^{-1}$.

6. Для параметрического усиления $S_{кр} = \Delta\nu_n (\nu'/\gamma)^2$. Для кристалла типа KDP в видимом диапазоне $\gamma^{-2} \sim 25 \text{ Мвт}$, $\nu' \sim 10^{-2}$ и $S_{кр} \approx (\Delta\nu_n/400) \text{ Мвт/см}$. При $\Delta\nu_n \sim 100 \text{ см}^{-1}$ $I_{н,кр} \approx 25 \text{ Мвт/см}^2$. Таким образом эффективная накачка ПГС в видимой и ИК областях возможна с помощью многомодовых лазеров. Последнее позволяет расширить класс источников накачки ПГС и наиболее эффективно использовать нелинейные кристаллы. В УФ диапазоне для накачки ПГС можно использовать лазеры на ксеноне [1] и водороде [2]. В кристалле BeSO_4 прозрачном до 1700 \AA [12] использование полосы $\sim 5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$ ксенонного лазера возможно при плотности мощности $\sim 10^3 \text{ Мвт/см}^2$. Пороговая интенсивность накачки, $I_{пор}$, для этого кристалла меньше ($I_{пор} \approx 10 + 30 \text{ Мвт/см}^2$). Требование к источнику накачки можно определить из графиков рисунка ($I_{пор} = S_n \Delta\nu_n^{\text{эфф}}$). Многочастотный водородный лазер можно использовать для накачки ПГС на центросимметричных кристаллах типа MgF_2 , LiF во внешнем статическом поле. Здесь требуются однако плотности мощности $\sim 10^4 \text{ Мвт/см}^2$. В рентгеновском диапазоне в области где наблюдался когерентный грехфотонный распад [11], $\nu' \approx 10^{-8}$; этого, по-видимому, недостаточно для компенсации падения нелинейности, даже при использовании мегаамперных [3] электронных пучков в источниках накачки.

7. Интерес к рассмотренным вопросам связан прежде всего с проблемами нелинейной оптики УФ и рентгеновского диапазонов, где степень когерентности мощных источников невелика (см. [1 - 3]). Аналогичные вопросы возникают и в оптике видимого и ИК диапазонов, когда в качестве накачки используется многомодовое излучение или сверхлюминесценция, а также в астрофизике, в частности, в связи с возможностью вынужденного рассеяния интенсивного некогерентного света в космической плазме (см. [4]). Принципиальным является также вопрос о том, в какой мере параметрические генераторы и усилители с широкополосной накачкой способны заменить лазеры в тех областях спектра, где получение лазерного действия затруднено.

Физический факультет
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
13 мая 1971 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, В.А.Данилычев, Ю.М.Попов, Д.Д.Ходкевич. Письма в ЖЭТФ, 12, 473, 1970.

- [2] R.Hodgson. Phys. Rev. Lett., 25, 494, 1970.
- [3] В.А.Цукерман, Л.В.Тарасова, С.И.Лобов. УФН, 103, 319, 1971.
- [4] K.Shimoda. J. Phys. Soc. Japan., 24, 1380, 1968.
- [5] Ю.Е.Дьяконов. Письма в ЖЭТФ, 11, 362, 1970.
- [6] С.А.Ахманов, К.Н.Драбович, А.П.Сухоруков, А.С.Чиркин. ЖЭТФ, -59, 485, 1970.
- [7] R.Carman, F.Shimizu, C.Wang. N. Bloembergen Phys. Rev., A2, 60, 1970.
- [8] С.А.Ахманов, А.С.Чиркин. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 13, 788, 1970.
- [8] М.М.Сушик, В.М.Фортус, Г.И.Фрейдман. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 13, 631, 1970.
- [10] С.А.Ахманов, М.А.Большов, К.Н.Драбович, А.П.Сухоруков. Письма в ЖЭТФ, 12, 547, 1970.
- [11] P.Eisenberger, S.McCall. Phys. Rev. Lett., 26, 889, 1971.
- [12] Г.Ф.Добржанский, М.П.Головей, Г.И.Косоуров. Письма в ЖЭТФ, 10, 263, 1969.
- [13] Ю.Е.Дьяков. Краткие сообщения по физике (ФИАН), № 7, 1971.
-