

01; 02; 07

© 1991

СЖАТИЕ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ПОЛЕ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ РАССЕЯНИЯХ

Э. Г а й ж а у с к а с, К. С т а л ю н а с

Сжатие импульсов света при встречных вынужденных рассеяниях (ВР-сжатие) исследовалось в ряде экспериментальных и теоретических работ [1-8]. В частности, в [2] была предложена модель формирования сверхкоротких импульсов (СКИ) из распределенных спонтанных шумов в перетяжке фокусируемого пучка накачки и найдена аналитическая оценка его длительности. Подобная модель была использована и при объяснении увеличения коэффициента ВРМБ-сжатия в поле немонахроматической накачки в недавней работе [9]. Отметим, однако, что предложенная в работах [2, 9] оценка длительности СКИ не может считаться удовлетворительной в случаях, когда имеет место значительная перекачка энергии в стоксово излучение. В этой ситуации возможно образование стационарных импульсов, соответствующих автоволновым решениям, о существовании которых при трехволновом параметрическом рассеянии сообщалось в [10], а детальный теоретический анализ таких стационарных решений применительно к процессам формирования СКИ проведен в [11-13]. В настоящей работе исследованы особенности формирования стационарного импульса, (подобного автоволновому решению) для встречного ВР в поле немонахроматической накачки, т.е. в случае, когда длительность импульса накачки τ_p много больше обратной ширины его спектра $\Delta\omega_p^{-1}$: $\Delta\omega_p \tau_p \gg 1$.

Система связанных уравнений, описывающая рассматриваемую задачу взаимодействия волновых пакетов в первом приближении теории дисперсии, имеет вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial z} + v_1 \frac{\partial}{\partial t} + \alpha_1 \right) A_1 &= \gamma A_3 A_2^*, \\ \left(\frac{\partial}{\partial z} + v_2 \frac{\partial}{\partial t} + \alpha_2 \right) A_2 &= \gamma A_3 A_1^*; \quad \frac{\partial}{\partial z} A_3 = -\gamma A_1 A_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $A_1(z, t)$ - амплитуды сигнальной и холостой волны (для ВРМБ они соответствуют стоксовому излучению и акустическим колебаниям); $A_3(z, t)$ - амплитуда накачки; $\alpha_{1,2}$ - декременты затухания; $v_{1,2}$ - групповые скорости волн относительно скорости накачки; γ - коэффициент нелинейной связи, t - время в системе координат, движущейся со скоростью распространения накачки.

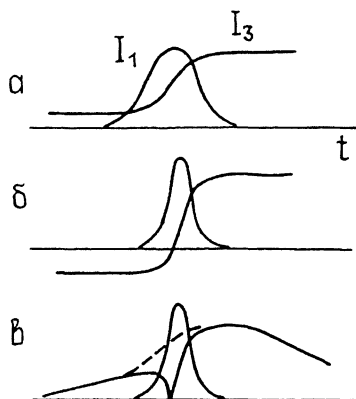


Рис. 1. Огибающие интенсивности сигнального СКИ (I_1) и накачки (I_3) при незначительном (а) и более чем двухкратном (б) превышении порога; (в) – формирование СКИ при ВР-сжатии.

Для системы уравнений (1) легко найти стационарное автоволновое решение, соответствующее СКИ длительностью τ_0 , распространяющемуся со скоростью ν :

$$A_{1,2}(t) = A_{1,2}^{(0)} \operatorname{sech}\left(\frac{t - \nu z}{\tau_0}\right); \quad \nu = \frac{\nu_1 - \nu_2 \alpha_{12}}{1 - \alpha_{12}}; \quad \alpha_{12} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2};$$

$$A_3(t) = A_3^{(0)} \operatorname{th}\left(\frac{t - \nu z}{\tau_0}\right) + B_3^{(0)}; \quad \tau_0 = \frac{\nu/\alpha_2}{\gamma\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}.$$
(2)

На рис. 1, а, б изображены огибающие интенсивностей полей, рассчитанные по формулам (2) в случае, когда энергия накачки превышает порог менее (а) и более (б) чем в два раза; а на рис. 1, в – результат численного интегрирования системы (1), иллюстрирующий образование гигантского СКИ при ВР-сжатии.

В работах [1–8] установлена минимальная длительность подобного СКИ для спектрально ограниченной накачки $\tau_0^{\text{мин}} \approx 0.05 \tau_p$. Рассмотрим, как изменится физическая картина формирования и усиления СКИ в случае, когда $\Delta\omega_p \tau_p \gg 1$. Для этого выберем накачку в виде широкополосного шума со временем корреляции $\tau_{\text{кор}} = \Delta\omega_p^{-1}$ и статистикой комплексного гауссового процесса:

$$W(\lambda_1, \lambda_2) = \text{const} \exp\left(-\frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{\langle \lambda_1^2 + \lambda_2^2 \rangle}\right),$$
(3)

где $\lambda_1 = \operatorname{Re}(A_3)$; $\lambda_2 = \operatorname{Im}(A_3)$; а скобки означают усреднение по времени.

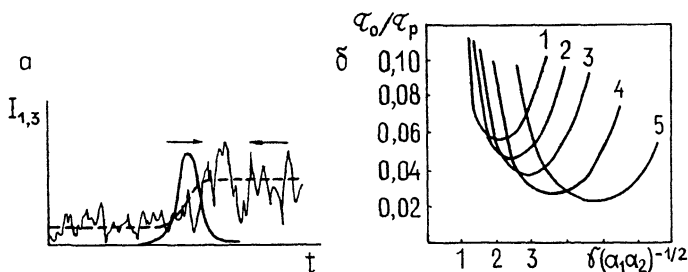


Рис. 2. Огибающая интенсивности СКИ (а), формируемого в поле немонахроматической накачки и его относительная длительность (б) в зависимости от превышения параметра накачки $\Gamma = \gamma(\alpha_1 \alpha_2)^{-1/2}$ над порогом $\Gamma=1$, для различных времен корреляции $\tau_{кор}/\tau_p = 0.2$ (1), 0.06 (2), 0.02 (3), 0.006 (4), 0.002 (5).

Выделим явно амплитуды и фазы полей: $A_j = \sqrt{I_j} \cos \phi_j$, после чего систему уравнений (1) перепишем в виде:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu_j \frac{\partial}{\partial t} + 2\alpha_j\right) I_j = 2\gamma \beta_2 \cos \Phi, \quad \text{для } j = 1, 2; \quad \frac{\partial}{\partial z} I_3 = -2\gamma \beta \cos \Phi,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu_1 \frac{\partial}{\partial t}\right) \Phi = \frac{\gamma}{\beta_2} \beta_1 \sin \Phi + \frac{1}{\tau_{кор}} \Gamma(t), \quad (4)$$

$$\Phi = \Phi_3 - \Phi_2 - \Phi_1; \quad \beta_1 = I_1 I_2 - I_3 (I_1 + I_2); \quad \beta_2 = \sqrt{I_1 I_2 I_3},$$

где $\Gamma(t)$ – случайная функция (Ланжевеновский источник шумов) с временем корреляции $\tau_{кор}$, введенная нами в связи с тем обстоятельством, что по мере распространения сигнальной (стоксовой) волны навстречу шумовой накачке, обобщенная фаза Φ приобретает случайные сдвиги. Естественно предположить, что, вследствие встречного распространения волн, характерные времена изменений интенсивностей полей значительно больше таковых для обобщенной фазы, т.е. интенсивности полей будем считать подчиняющимися переменными. В таком приближении, используя технику Фоккера-Планка, из (4) легко получаем для среднего:

$$\langle \cos \Phi \rangle = \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \alpha^2}}; \quad \alpha = -\gamma \frac{\beta_1}{\beta_2} \tau_{кор}. \quad (5)$$

После подстановки (5) в (4), окончательно имеем:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \nu_j \frac{\partial}{\partial t} + 2\alpha_j\right) I_j = -\gamma^2 \beta_1 \tau_{кор}, \quad \text{для } j = 1, 2$$

$$\frac{\partial}{\partial z} I_3 = \gamma^2 \beta_1 \tau_{кор}. \quad (6)$$

К сожалению, найти аналитическое выражение для автоволнового решения системы нелинейных дифференциальных уравнений (6) не представляется возможным, поэтому ее исследование было проведено численными методами.

Численное решение системы (6) для средних интенсивностей показывает, что в области, где интенсивность накачки в два раза превышает пороговую, существует асимптотически стабильное решение, подобное автоволновому (2), рис. 2, а. Интересно отметить, что по мере распространения СКИ навстречу накачке, его длительность регулярно „пульсирует“ около некоторого постоянного значения τ_0^* , причем „площадь“ импульса – сохраняется. К такому же результату приводит и непосредственное интегрирование уравнений (1) с накачкой I_3 в виде гауссового шума, с той лишь разницей, что „пульсации“ длительности приобретает хаотический характер.

Главный наш результат, однако, заключается в найденной зависимости длительности СКИ τ_0^* от времени корреляции $\tau_{кор}$ случайной функции $P(t)$, т.е. фактически от ширины спектра накачки (рис. 2, б). Видно, что длительность СКИ сокращается при уменьшении $\tau_{кор}$ (при уширении спектра накачки, как это было в эксперименте [9]) и может быть в 2–3 раза короче длительностей, достигаемых при накачке спектрально ограниченными импульсами.

Таким образом, проведенные исследования подтверждают адекватность представлений об образовании СКИ при ВР-сжатии в виде квазистационарных импульсов, соответствующих автоволновому решению (2).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Н о н D.I. // Opt. Lett. 1980. V. 5. N 8. P. 516-518.
- [2] П а п е р н ы й С.Б., П е т р о в В.Ф., С т а р - ц е в В.Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 8. С. 1594-1599.
- [3] D a m z e n M.J., H u t c h i n s o n M.H. // Opt. Lett. 1983. V. 8. N 6. P. 313-315.
- [4] Т о м о в I.V., F e d o s e j e v s D.C., М с К е н D. // Opt. Lett. 1984. V. 9. N 9. P. 405-407.
- [5] Б у з я л и с Р.Р., Г и р д а у с к а с В.В. и др. // Литовский физический сборник. 1986. Т. 26. № 6. С. 713-725.
- [6] И в а н о в В.Б., М а к Л.Л. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 4. С. 857-861.

- [7] Г а й ж а у с к а с Э., П и с к а р с к а с А. и др. // Квантовая электроника. 1986. Т. 14. № 5. С. 1025-1030.
- [8] Д и а н о в Е.М., П и л и п е ц к и й А.М. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 91. В. 4. С. 1249-1261.
- [9] Г у л и д о в С.С., М а к А.А., П а п е р н ы й С.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 7. С. 329-332.
- [10] А х м а н о в С.А., К о в р и г и н А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. № 7. С. 237-242.
- [11] М о р о з о в С.Ф., П и с к у н о в а Л.В. и др. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 5. С. 1005-1012.
- [12] Г о р б у н о в // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 8. С. 1581-1592.
- [13] Г а й ж а у с к а с Э., С т а л ю н а с К. // Литовский физический сборник. 1989. Т. 28. № 5. С. 637-642.

Поступило в Редакцию
7 августа 1991 г.