

Для нелинейных пластинок измерялась зависимость длительности импульса от относительного положения пластинки. Обнаружено, что существует положение пластинки, соответствующее максимуму плотности мощности, при котором длительность импульсов минимальна. Таким образом, при увеличении плотности мощности излучения в нелинейной среде усиливается модуляция показателя преломления, приводящая к уменьшению длительности импульсов.

Длительность генерируемых импульсов составляла около 200 фс, а внутррезонаторная энергия 1—2 нДж, что соответствовало пиковой мощности 5—10 кВт. Таким образом, приведенные экспериментальные результаты говорят о том, что даже при таких пиковых мощностях внесение в резонатор лазера на красителе «керровской» среды приводит к заметной фазовой и амплитудной модуляции за счет самовоздействия излучения вида (1). При увеличении плотности мощности внутри резонатора это может быть использовано для дальнейшего сокращения длительности импульсов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Херман И., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М., 1986.
2. Криндач Д. П., Новодережкин В. И. // Квант. электроника. 1989. 16, № 12. С. 2486.
3. Chou Y. F., Wang J., Lee C. H. // Opt. Lett. 1994. 19. P. 975.
4. Азаренков А. Н., Альтшулер Г. Б., Белашенков Н. Р., Козлов С. А. // Квант. электроника. 1993. 20, № 8. С. 733.
5. Haus H. A., Fujimoto J. G., Ippen E. P. // IEEE J. Quant. Electron. 1992. 28, N 10. P. 2086.

Поступила в редакцию  
14.06.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1995. Т. 36, № 6

УДК 621.373.826

### САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ С АНОМАЛЬНОЙ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

В. А. Выслоух, А. В. Засимова, В. А. Макаров

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Проведен анализ распространения частотно-модулированных импульсов гауссовой формы в изотропной среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности. Найдены области изменения параметров излучения и среды, в которых реализуются различные режимы распространения.

Нелинейная гиротропия заметно влияет на преобразование поляризационных характеристик световых пучков и спектрально-ограниченных световых импульсов в изотропной среде [1, 2]. Настоящая работа посвящена исследованию поляризационного самовоздействия частотно-модулированных (ЧМ) импульсов, широко используемых в экспериментах по компрессии света [3].

Амплитудное и поляризационное самовоздействие световых импульсов в изотропной непоглощающей среде с частотной дисперсией и со слабой пространственной дисперсией кубической нелинейности описы-

вается системой параболических уравнений для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризованных волн  $A_{\pm}(\tau, z_1) = A_x \pm iA_y$  [2]:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial z_1} - \frac{ik_2}{2} \frac{\partial^2 A_{\pm}}{\partial \tau^2} = i \left[ \pm \rho_0 - \left( \frac{\sigma_1}{2} \mp \rho_1 \right) |A_{\pm}|^2 - \left( \frac{\sigma_1}{2} + \sigma_2 \right) |A_{\mp}|^2 \right] A_{\pm}. \quad (1)$$

Здесь  $z_1$  — координата распространения,  $\tau = t - z_1/u$ ,  $u$  — групповая скорость,  $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2 < 0$ ,  $k = \omega \sqrt{\varepsilon(\omega)} / c$ ,  $\sigma_{1,2} = 2\pi\omega^2 \chi_{1,2} / kc^2$ ,  $\chi_{1,2}$  определяют отличные от нуля в изотропной гиротропной среде компоненты симметричного по перестановке первого и второго, а также третьего и четвертого индексов тензора кубической нелинейности  $\hat{\chi}^{(3)}: \chi_{iiii}^{(3)} = \chi_1 + \chi_2$ ;  $\chi_{ijij}^{(3)} = \chi_2$ ;  $\rho_{0,1} = 2\pi\omega^2 \gamma_{0,1} / c^2$ ;  $\gamma_{0,1}$  — псевдоскалярные константы линейной и нелинейной гирации [1].

Будем считать, что на границу среды  $z_1 = 0$  падает импульс гауссовой формы с линейной ЧМ, с длительностью  $\tau_0$ , пиковой интенсивностью  $W_0$ , постоянной эллиптичностью  $\varepsilon_0$  и параметром ЧМ  $\alpha$ . Автомоделное решение (1) ищем в следующем виде [2]:

$$A_{\pm} = [W_0 (1 \pm \varepsilon_0) / f_{\pm}]^{1/2} \exp[-\tau^2 / \tau_0^2 f_{\pm}^2 + i\tau^2 (df/dz_1) / 2k_2 f_{\pm} + i\varphi_{\pm}(z_1) \pm i\rho_0 z_1], \quad (2)$$

где  $f_{\pm}(z_1)$  — безразмерные длительности парциальных импульсов  $A_{\pm}$ .

В безабберационном приближении [4] система уравнений для  $f_{\pm}(z)$  и зависящего от интенсивности угла поворота  $\psi$  главной оси эллипса поляризации в максимуме импульса  $\psi(z_1) = (1/2) \arg(A_+ A_-^*)_{\tau=0} - \rho_0 z_1$  совпадает с приведенной в [2]:

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{f_+^{-2} - f_-^{-2}}{4} + \gamma P \frac{M_+ / f_+ + M_- / f_-}{4} + \delta P \frac{M_+ / f_+ - M_- / f_-}{2}, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 f_{\pm}}{dz^2} = \frac{1}{f_{\pm}^3} - \frac{P(1 \mp \gamma) M_{\pm}}{2\sqrt{2} f_{\pm}^2} - \frac{(1 + 2\delta) M_{\mp} P f_{\pm}}{(f_+^2 + f_-^2)^{3/2}}, \quad (4)$$

но имеет другие начальные условия:  $f_{\pm}(0) = 1$ ,  $f'_{\pm}(0) = \alpha$ . При этом совпадение режимов распространения ЧМ-импульсов ( $\alpha \neq 0$ ) со случаем  $\alpha = 0$  представляется неочевидным из-за нелинейности системы уравнений для  $f_{\pm}(z)$  и  $\psi(z)$ . В (3), (4)  $z = z_1/L$ ;  $L = \tau_0^2 |k_2|$  — длина дисперсионного распывания;

$$M_{\pm}^{\pm} = 1 \pm \varepsilon_0; \quad \delta = \sigma_2 / \sigma_1; \quad P = \sigma_1 W_0 L; \quad \gamma = 2\rho_1 / \sigma_1; \quad (\sigma_1 > 0, |\gamma| < 1).$$

В случае независимого распространения парциальных импульсов ( $\delta = -0,5$ ) удается получить аналитическое решение (4) в неявном виде:

$$z = [((1 - 2q_{\pm} + \alpha^2) f_{\pm}^2 + 2q_{\pm} f_{\pm} - 1)^{1/2} - \alpha - q_{\pm} H_{\pm}],$$

где  $q_{\pm} = P(1 \mp \gamma) M_{\pm} / 2\sqrt{2}$ . При  $q_{\pm} < (1 + \alpha^2) / 2$

$$H_{\pm} = (1 - 2q_{\pm} + \alpha^2)^{-1/2} \ln \left[ \frac{(1 - 2q_{\pm} + \alpha^2)^{1/2} X_{\pm}^{1/2} + (1 - 2q_{\pm} + \alpha^2) f_{\pm} + q_{\pm}}{(1 - 2q_{\pm} + \alpha^2)^{1/2} \alpha + 1 + \alpha^2 - q_{\pm}} \right],$$

где  $X_{\pm} = (1 - 2q_{\pm} + \alpha^2) f_{\pm}^2 + 2q_{\pm} f_{\pm} - 1$ ; а при  $q_{\pm} > (1 + \alpha^2)/2$  и  $q_{\pm} \neq 1$ .

$$H_{\pm} = -(-1 + 2q_{\pm} - \alpha^2)^{-1/2} \left[ \arcsin \frac{(1 - 2q_{\pm} + \alpha^2) f_{\pm} + q_{\pm}}{((q_{\pm} - 1)^2 + \alpha^2)^{1/2}} - \arcsin \frac{1 - q_{\pm} + \alpha^2}{((q_{\pm} - 1)^2 + \alpha^2)^{1/2}} \right].$$

В случае  $q_{\pm} = (1 + \alpha^2)/2$  выражение (5) принимает вид

$$z = (2/3) (1 + \alpha^2)^{-2} [(1 + \alpha^2) f_{\pm} - 1]^{1/2} ((1 + \alpha^2) f_{\pm} + 2) - \alpha^3 - 3\alpha.$$

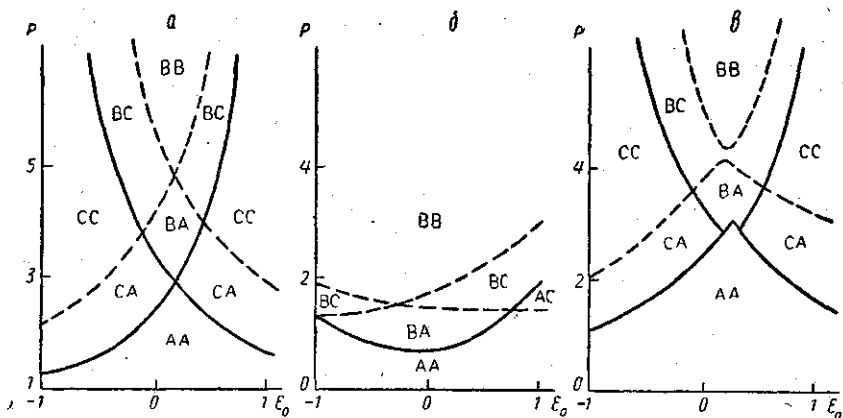
Из (2), (4) видно, что скорость изменения угла поворота главной оси эллипса поляризации  $\partial\psi/\partial\tau$  линейно зависит от  $\tau$ , причем коэффициент пропорциональности является функцией  $z$ . Экстремумы зависимости  $\partial\psi/\partial\tau$  от  $\tau$ , как показывает численный анализ (4), сдвигаются в сторону больших значений  $z$  с ростом  $\alpha$ .

В результате численного исследования уравнений для  $f_{\pm}$  и  $\psi$  были обнаружены три режима распространения (A, B и C). Режим A характеризуется одновременным дисперсионным распылением обоих импульсов. При  $\alpha < 0$  на начальном этапе распространения возможна их компрессия. В режиме B осуществляется квазипериодическое изменение  $f_{\pm}(z)$ . Периодическое изменение длительности одного импульса и дисперсионное распыление другого реализуется в режиме C. Здесь также может иметь место начальная компрессия распыляющегося импульса. Численное решение (1), проведенное методом расщепления по физическим факторам [5], подтвердило наличие указанных режимов. Каждому из них однозначно соответствует свой, качественно совпадающий с приведенным в [2], тип зависимостей интенсивности  $I(\tau, z) = (|A_+|^2 + |A_-|^2)/2$ , степени эллиптичности  $M(\tau, z) = (|A_+|^2 - |A_-|^2)/(|A_+|^2 + |A_-|^2)$  и угла поворота главной оси эллипса поляризации  $\psi(z)$  от  $z$ .

Аналогично [2] аналитически были найдены условия, связывающие параметры падающего излучения и нелинейной среды, при выполнении которых реализуется тот или иной режим распространения. Режим A реализуется, только если  $1 + \alpha^2 > \sqrt{2} P (1 - \gamma \epsilon_0 + \delta (1 - \epsilon_0^2))$ . Для возникновения режима C необходимо выполнение следующих неравенств:

$$P[(1 \mp \gamma)(1 \pm \epsilon_0) + 2(1 + 2\delta)(1 \mp \epsilon_0)] < \sqrt{2}(1 + \alpha^2) < P(1 \pm \gamma)(1 \mp \epsilon_0).$$

На рисунке приведена типичная картина, показывающая соотношение этих границ (сплошные кривые) с полученными при численном решении (1) (штриховые). Буква A (B или C), стоящая на первом месте в обозначении области, показывает, что в последней в безабберационном приближении имеет место режим A (B или C). Вторая буква в этом обозначении соответствует результатам численного анализа (1) методом, описанным в работе [6]. Из рисунка видно, что безабберационное приближение с достаточной точностью позволяет предсказать динамику распространения светового импульса в нелинейной гиротропной среде.



Области значений параметров падающего излучения, соответствующие различным режимам распространения при  $\alpha=1$ ;  $\gamma=0,2$ ;  $\delta=-0,5$  (а);  $0,5$  (б) и  $-0,475$  (в)

Авторы благодарны Н. И. Коротеву и С. Н. Волкову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Голубков А. А., Макаров В. А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1988. 31, № 9. С. 1042.
2. Голубков А. А., Макаров В. А., Рахматулина И. Г. // Квант. электроника. 1992. 19, № 12. С. 1195.
3. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988.
4. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. // Изв. вузов, Радиофизика. 1971. 14. С. 1353.
5. Тага Т. Р., Ablowic M. J. // J. Comput. Phys. 1984. 55, N 2. P. 203.

Поступила в редакцию  
17.05.95