

Уширение спектра и сжатие мощных лазерных импульсов в квазипериодических системах с кубической нелинейностью

С.Н.Власов, Е.В.Копосова, В.Е.Яшин

Представлены результаты теоретического исследования и численного моделирования оптических систем сжатия мощных лазерных импульсов, основанных на уширении спектра в нелинейной кубической среде с последующей компрессией импульсов в дисперсионной линии задержки. Показано, что для эффективного уширения спектра необходимо подавление мелкомасштабной неустойчивости, возникающей вследствие самофокусировки, возможное в квазипериодических системах, состоящих из нелинейной среды и оптических ретрансляторов, осуществляющих передачу изображения лазерного пучка по системе. Проведенные численные расчеты показали возможность уширения спектра с последующим сжатием импульса более чем в 15 раз до возбуждения этой неустойчивости.

Ключевые слова: нелинейная кубическая среда, ретрансляторы, фазовая самомодуляция.

1. Введение

Для получения сверхмощных фемтосекундных лазерных импульсов с петаваттной мощностью обычно используется техника усиления и сжатия фазово-модулированных (чирпированных) импульсов [1]. Она основана на усилении относительно длинных лазерных импульсов ($\sim 0.1 - 1$ нс) с последующим их сжатием до импульсов пико- и фемтосекундной длительности в диспергирующих элементах, в качестве которых чаще всего применяются системы дифракционных решеток. Усилителями в таких лазерных системах служат либо классические квантовые усилители [1–9], либо параметрические усилители на кристаллах KDP/DKDP [7, 10]. Наибольшая энергия выходного излучения (несколько десятков килоджоулей) при этом достигается в лазерах на неодимовом стекле. Однако достаточно большая длительность импульса таких лазеров ($\sim 0.3 - 1$ пс) [9], определяемая конечностью ширины полосы усиления, ограничивает также и их выходную пиковую мощность.

Применение дополнительных методов сжатия импульсов на выходе данных лазеров позволило бы существенно (на порядок и более) увеличить их мощность. Один из таких методов основан на фазовой самомодуляции в объемной нелинейной (в простейшем случае кубической) среде с их последующим сжатием [11].

Уширение спектра гауссова импульса в пассивной нелинейной кубической среде, определяющее степень сжатия импульса, можно оценить, воспользовавшись выражением [12]

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_0} \approx (1 + 0.88B^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где $\Delta\omega_0$ и $\Delta\omega$ – начальная и конечная ширины спектра; B – нелинейный фазовый набег, или так называемый B -интеграл, задаваемый в единицах СГСЭ следующим выражением:

$$B = \frac{8\pi^2 n_2}{\lambda c n_0} \int_0^L I(z) dz, \quad (2)$$

где n_0 и n_2 – линейная и нелинейная части показателя преломления $n = n_0 + n_2|E|^2/2$; λ – длина волны; I – интенсивность излучения; L – длина нелинейной среды; E – амплитуда электрического поля.

Согласно формуле (1), высокая степень сжатия импульса после его фазовой модуляции достигается лишь при достаточно больших значениях B -интеграла: $B \gg 1$. Однако величина этого интеграла в объемных интегральных средах ограничена обычно значением $B < 1 - 3$ [2] вследствие мелкомасштабной самофокусировки (ММС), которая приводит к филаментации пучка, ухудшающей его яркость и вызывающей в конечном счете пробой оптических элементов из-за сильного возрастания интенсивности в нитях самофокусировки. Именно по этой причине не удается достичь высокой степени сжатия в одном нелинейном элементе [13–15].

Получение существенной фазовой модуляции, а следовательно и значительного уширения спектра, возможно при принятии мер по подавлению ММС [11].

Ниже рассматривается сжатие импульса системой нелинейных элементов (без усиления), в которой уширение спектра происходит за счет самовоздействия при существенном уменьшении влияния ММС вследствие использования ретрансляторов – системы из пары линз.

Согласно простейшей теории подавления самофокусировки с помощью ретрансляторов [16], по мере уменьшения длительности импульсов и увеличения их мощности для сохранения величины B -интеграла необходимо уменьшать длину нелинейного элемента и длину ретранслятора до тех пор, пока фокусное расстояние не станет-

С.Н.Власов, Е.В.Копосова. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46;
e-mail: vlasov@hydro.appl.sci-nnov.ru, ar@pop3.ru
В.Е.Яшин. ФГУП «НПК "Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова"» Россия, 199034 С.-Петербург, Биржевая л., 12;
e-mail: Vladimir_yashin@mail.ru

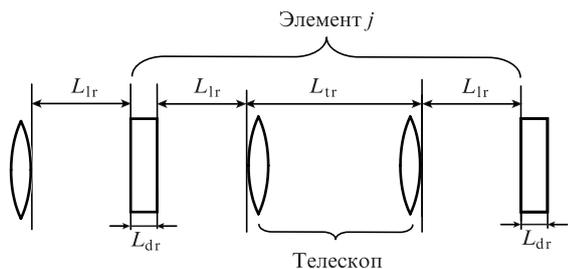


Рис.1. Фрагмент линии передачи (квазиоптического световода) с ретранслятором.

существенно меньше радиуса пучка. Последнее, очевидно, не может быть реализовано. Поэтому на практике можно использовать системы, представляющие собой нелинейные квазиоптические световоды, состоящие из блоков, в каждом из которых имеются промежутки, заполненные линейной средой, ретранслятор и нелинейные элементы (рис.1). Импульсы, получившие в результате прохождения через систему фазовую модуляцию, могут сжиматься в компрессоре, состоящем из дифракционных решеток [17] или chirпированных зеркал [14, 18]. Общий *B*-интеграл в такой системе, характеризующий уширение спектра, $B_N = NB_1$, где B_1 – *B*-интеграл для одного элемента, а *N* – количество элементов.

В настоящей работе представлены результаты исследования подавления неустойчивости решения типа плоской волны в рассматриваемых системах [19–22] с учетом дифракции излучения в линейных элементах и ретрансляторе и дополнительных искажений вследствие керровской нелинейности в нелинейных элементах. Обсуждаются также особенности распространения волновых пучков. Приводятся расчеты сжатия импульсов после их распространения в таких системах.

2. Описание распространения световых пучков в нелинейном квазиоптическом световоде

Рассмотрим квазиоптический световод (рис.1), в котором при распространении импульсов имеет место уширение их спектра при подавлении ММС. Каждый период волновода состоит из ретранслятора, образованного линзами с фокусным расстоянием F_r , расположенными на расстоянии $L_{1r} = 2F_r$, и элементом нелинейной среды толщиной L_{dr} с показателем преломления $n = n_0 + n_2|E|^2/2$, расположенным на расстоянии L_{1r} от линз ретранслятора. Отражение от границ элементов при исследовании не учитывается, а линза считается линейным фазовым корректором.

Рассмотрим распространение импульса, задаваемого на ограниченном отрезке времени $-1 < t/\tau < 1$ на входе системы в виде

$$E = E_0 \exp\left[-\left(\frac{r_{\perp r}^2}{2a^2}\right)^m\right] \cos\left(\frac{\pi t}{\tau}\right), \tag{3}$$

где E_0 – начальная амплитуда поля; a – радиус пучка; 2τ – длительность импульса; $r_{\perp r}$ – радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения импульса; m – число, характеризующее «супергауссовость» пучка. Мы ограничимся простейшим случаем и не

будем учитывать временную дисперсию, что вполне справедливо для импульсов длительностью 0.5–1 пс. Вследствие этого можно считать распространение каждого временного сечения импульса

$$t_i = 2\tau i/M \tag{4}$$

(M – число точек по времени, учитываемых при расчете, а $i \leq M$ – номер сечения) независимым от распространения других сечений, что позволяет проводить расчет структуры поля в каждом сечении с помощью стационарных уравнений

$$\Delta_{\perp} E - 2ik_d \frac{\partial E}{\partial z} + k_d^2 \frac{n_2}{n_0} |E|^2 E = 0 \tag{5}$$

в нелинейной среде и

$$\Delta_{\perp} E - 2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} = 0 \tag{6}$$

в линейной среде с начальными условиями на входе системы (при $z = 0$)

$$E = E_0 \exp\left[-\left(\frac{r_{\perp r}^2}{2a^2}\right)^m\right] \cos\left(\frac{\pi t_i}{\tau}\right) = E_i \exp\left[-\left(\frac{r_{\perp r}^2}{2a^2}\right)^m\right],$$

$$E_i = E_0 \cos\left(\frac{t_i}{\tau}\right).$$

В (5), (6) k_0 – волновое число в линейной среде и ретрансляторе; k_d – волновое число в слабом поле в диэлектрике. Излучение, задаваемое выражением (3) на входе системы, считается спектрально и дифракционно ограниченным. При рассмотрении распространения импульса его длительность не меняется, но в каждом сечении стационарного пучка, описываемого системой (5), (6), происходит изменение вследствие нелинейности и дифракции комплексной амплитуды поля, и благодаря нелинейности его частотно-угловой спектр уширяется. Используя подходящую фазовую коррекцию спектра импульса, можно уменьшить длительность импульса.

В рассматриваемой системе при определенных условиях [23–25] могут распространяться локализованные волновые пучки. Однако мы ограничимся исследованием одного частного случая, который и представляет наибольший интерес с точки зрения подавления неустойчивости, когда в нелинейном диэлектрике системы существует сравнительно простое невозмущенное решение в виде плоской волны. Для системы на рис.1 поле на расстояниях L_{dr} и L_{1r} описывается плоской волной, а в ретрансляторе длиной L_{1r} благодаря линзам оно «стягивается» в точку на плоскости, находящейся посередине между линзами. После прохождения через эту плоскость пучок распространяется в виде сферической волны, фазовый фронт которой исправляется следующей линзой, благодаря чему волна в нелинейном диэлектрике снова становится плоской. Сжатие поля в середине ретранслятора определяется его структурой на входе системы.

При исследовании системы (5), (6) перейдем к безразмерным переменным $r_{\perp} = k_d r_{\perp r}$, $z_n = k_d z_r + C_n$ (в нелинейной среде) и $z_{lin} = k_d z_r + C_{lin}$ (в линейной среде), а также $L_d = k_d L_{dr}$, $L_l = k_d L_{1r}$, $L_t = k_d L_{tr}$, $k_{\perp} = k_{\perp r}/k_d$, $\psi = \sqrt{n_2/n_0} E$, где C_n и C_{lin} – постоянные, зависящие от номера элемента структуры. После этого уравнения (5) и (6) примут соответственно вид

$$\Delta_{\perp}\psi - 2i\frac{\partial\psi}{\partial z} + |\psi|^2\psi = 0, \quad (7)$$

$$\Delta_{\perp}\psi - 2i\frac{k_0}{k_d}\frac{\partial\psi}{\partial z} = 0. \quad (8)$$

Перед проведением численных расчетов распространения пучка в рассматриваемой системе исследуем устойчивость описанного выше решения.

3. Пространственная неустойчивость плоской волны в периодической системе

Пусть в периодической системе (рис.1) распространяется плоская волна $\psi = \psi_0 \exp[-(i/2) \int |\psi_0|^2 dz]$ с амплитудой ψ_0 и фазой $\Phi = -(i/2) \int |\psi_0|^2 dz$. Интегрирование ведется только по нелинейной среде. Исследуем устойчивость этой структуры поля к возмущениям поперечной структуры. Для этого сначала такое поле в нелинейной среде представим в виде, удобном для многократных переходов между нелинейными и линейными элементами. Пусть

$$\psi = (\psi_0 + e) \exp\left(-\frac{i}{2} \int |\psi_0|^2 dz\right), \quad (9)$$

где возмущение поля e – малая величина [26]. Для поля e имеем следующие уравнения:

$$\Delta_{\perp}e - 2i\frac{\partial e}{\partial z} + |\psi_0|^2 e + \psi_0^2 e^* = 0 \quad (10)$$

внутри нелинейной среды и

$$\Delta_{\perp}e - 2i\frac{k_0}{k_d}\frac{\partial e}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

в линейной среде. Найдем структуру поля возмущений. Согласно [26, 27] возмущения в нелинейной среде представляют собой суперпозицию волн вида $\exp(\mp ik_{\perp} r_{\perp})$:

$$e = A(z) \exp(-ik_{\perp} r_{\perp}) + B(z) \exp(ik_{\perp} r_{\perp}).$$

Удобным представляется исследование функций $A(z)$ и $B^*(z)$, для которых имеем систему уравнений с постоянными коэффициентами:

$$\Delta_{\perp}A - 2i\frac{\partial A}{\partial z} + |\psi_0|^2 A + \psi_0^2 B^* = 0, \quad (12)$$

$$\Delta_{\perp}B^* + 2i\frac{\partial B^*}{\partial z} + |\psi_0|^2 B^* + \psi_0^{*2} A = 0.$$

Решение (12) имеет вид

$$A(z), B^*(z) \propto \exp(\pm iHz),$$

где

$$H = \frac{\sqrt{k_{\perp}^4 - 2k_{\perp}^2 |\psi_0|^2}}{2},$$

при этом выбираем $\text{Re}H > 0$, если $k_{\perp}^4 - 2k_{\perp}^2 |\psi_0|^2 > 0$, а $\text{Im}H > 0$, если $k_{\perp}^4 - 2k_{\perp}^2 |\psi_0|^2 < 0$. Используя связь

$$B = A^* \frac{\psi_0}{\psi_0^*} \frac{1 + 2H^*/k_{\perp}^2}{1 - 2H^*/k_{\perp}^2},$$

следующую из (12), введем новые амплитуды

$$\bar{A} = A \frac{2}{\psi_0(1 - 2H/k_{\perp}^2)}, \quad A^* = \bar{A}^* \frac{\psi_0^*(1 - 2H^*/k_{\perp}^2)}{2}$$

и перепишем (9) в виде

$$\begin{aligned} \psi = \psi_0 \exp\left(-\frac{i}{2} \int |\psi_0|^2 dz\right) & \left\{ 1 + \left[\bar{A}_+ \frac{1 - 2H/k_{\perp}^2}{2} \exp(-ik_{\perp} r_{\perp}) \right. \right. \\ & + \bar{A}_+^* \frac{1 + 2H^*/k_{\perp}^2}{2} \exp(ik_{\perp} r_{\perp}) \left. \right] \exp(-iHz) + \left[\bar{A}_- \frac{1 + 2H/k_{\perp}^2}{2} \right. \\ & \left. \times \exp(-ik_{\perp} r_{\perp}) + \bar{A}_-^* \frac{1 - 2H^*/k_{\perp}^2}{2} \exp(ik_{\perp} r_{\perp}) \right] \exp(iHz) \left. \right\}. \quad (13) \end{aligned}$$

Согласно (13) возмущения в нелинейной среде представляют собой суперпозицию двух волн вида $\exp(\mp iHz)$. Амплитуда каждой волны пропорциональна сумме

$$\bar{A}_{\pm} \frac{1 \mp 2H/k_{\perp}^2}{2} \exp(-ik_{\perp} r_{\perp}) + \bar{A}_{\pm}^* \frac{1 \pm 2H^*/k_{\perp}^2}{2} \exp(ik_{\perp} r_{\perp}) \quad (14)$$

и зависит от поперечной координаты r_{\perp} . В области неустойчивости ($k_{\perp}^4 - 2k_{\perp}^2 |\psi_0|^2 < 0$) поле ψ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \psi = \psi_0 \exp\left(-\frac{i}{2} \int |\psi_0|^2 dz\right) & \left[1 + \left| \bar{A}_+ \right| \frac{1 - 2i\tilde{H}/k_{\perp}^2}{2} \cos(k_{\perp} r_{\perp} - \varphi_+) \right. \\ & \left. \times \exp(\tilde{H}z) + \left| \bar{A}_- \right| \frac{1 + 2i\tilde{H}/k_{\perp}^2}{2} \cos(k_{\perp} r_{\perp} - \varphi_-) \exp(-\tilde{H}z) \right], \quad (15) \end{aligned}$$

где $\tilde{H} = \sqrt{2k_{\perp}^2 |\psi_0|^2 - k_{\perp}^4}$; φ_{\pm} – фазы амплитуд $\bar{A}_{\pm} = |\bar{A}_{\pm}| \times \exp(i\varphi_{\pm})$. Из (15) следует, что возмущения, имеющие фазу $-\arctan(2\tilde{H}/k_{\perp}^2)$ относительно фазы мощной волны, экспоненциально растут, а возмущения, имеющие фазу $\arctan(2\tilde{H}/k_{\perp}^2)$ относительно фазы мощной волны, экспоненциально убывают. При распространении в линейной среде разность фаз волн (15) и мощной волны изменяется, так что волна, усиливающаяся в одном нелинейном слое, может иметь неблагоприятную фазу для усиления в следующем нелинейном слое, и ее амплитуда будет убывать. На этом основан фазовый механизм подавления самофокусировки. В области устойчивости волны возмущений (13) представляют собой суперпозицию волн вида $\exp(\mp ik_{\perp} r_{\perp})$ со связанными амплитудами и фазами.

Определим матрицу передачи волн вида $\exp(ik_{\perp} r_{\perp})$ через систему, в которой чередуются линейные и нелинейные элементы. В линейной среде решение имеет вид

$$\psi = \psi_0 [1 + A_{+\chi} \exp(-ik_{\perp} r_{\perp}) + A_{-\chi} \exp(ik_{\perp} r_{\perp})].$$

Отсюда следует связь между амплитудами $A_{\pm\chi}$ и \bar{A}_{\pm} :

$$A_{+\chi} = \bar{A}_+ \frac{1 - 2H/k_{\perp}^2}{2} + \bar{A}_- \frac{1 + 2H/k_{\perp}^2}{2},$$

$$A_{-\chi} = \bar{A}_+^* \frac{1 + 2H^*/k_{\perp}^2}{2} + \bar{A}_-^* \frac{1 - 2H^*/k_{\perp}^2}{2}.$$

Перейдем во втором уравнении к сопряженным величинам:

$$A_{-\chi}^* = \bar{A}_+ \frac{1 + 2H/k_{\perp}^2}{2} + \bar{A}_- \frac{1 - 2H/k_{\perp}^2}{2},$$

и, следовательно, матрица перехода от \bar{A}_{\pm} к $A_{\pm\chi}$ будет иметь вид

$$\hat{L}_{ln} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{2H}{k_{\perp}^2}\right) & \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2H}{k_{\perp}^2}\right) \\ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2H}{k_{\perp}^2}\right) & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{2H}{k_{\perp}^2}\right) \end{pmatrix}.$$

Обратную матрицу – матрицу перехода от $A_{\pm\chi}$ к \bar{A}_{\pm} – запишем в виде

$$\hat{L}_{nl} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_{\perp}^2}{2H}\right) & \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2}{2H}\right) \\ \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2}{2H}\right) & \frac{1}{2} \left(1 - \frac{k_{\perp}^2}{2H}\right) \end{pmatrix}.$$

Матрицы \hat{L}_L , \hat{L}_d и \hat{L}_t , описывающие распространение возмущений соответственно на расстояния L в линейной среде, L_d в нелинейной среде и L_t в ретрансляторе, имеют диагональный вид:

$$\hat{L}_L = \begin{pmatrix} \exp\left(\frac{ik_{\perp}^2 k_d L}{2k_0}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{ik_{\perp}^2 k_d L}{2k_0}\right) \end{pmatrix},$$

$$\hat{L}_d = \begin{pmatrix} \exp(-iHL_d) & 0 \\ 0 & \exp(-iHL_d) \end{pmatrix},$$

$$\hat{L}_t = \begin{pmatrix} \exp\left(-\frac{ik_{\perp}^2 k_d L_t}{2k_0}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{ik_{\perp}^2 k_d L_t}{2k_0}\right) \end{pmatrix}.$$

Матрица ретранслятора отличается от матрицы линейной среды знаком в экспоненте диагонального элемента.

Изменение возмущений на периоде системы (рис.1) описывается произведением матриц

$$\hat{L}_{\Sigma} = \hat{L}_{L1} \times \hat{L}_{nl} \times \hat{L}_d \times \hat{L}_{ln} \times \hat{L}_{L2} \times \hat{L}_t \times \hat{L}_{nl}.$$

Найдем собственное значение Λ матрицы

$$\hat{L}_{\Sigma} = \begin{pmatrix} L_{\Sigma 11} & L_{\Sigma 12} \\ L_{\Sigma 21} & L_{\Sigma 22} \end{pmatrix}$$

из детерминанта

$$\begin{pmatrix} L_{\Sigma 11} - \Lambda & L_{\Sigma 12} \\ L_{\Sigma 21} & L_{\Sigma 22} - \Lambda \end{pmatrix} = 0. \tag{16}$$

Периодические системы устойчивы, если корни детерминанта $|\Lambda_{1,2}| = 1$, и неустойчивы, если $|\Lambda_{1,2}| \neq 1$, причем $|\Lambda_1 \Lambda_2| = 1$.

В [19, 27] показано, что при $L_1 = L_2 = 0$ системы устойчивы, если выполняются условия

$$|\psi|^2 L_d \leq \pi, \text{ или } B_1 \leq \pi/2, \tag{17}$$

$$L_d = L_t. \tag{18}$$

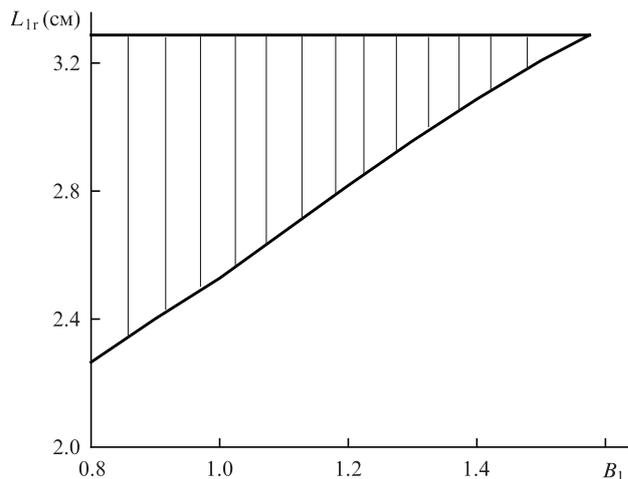


Рис.2. Область устойчивости (заштрихована) в координатах L_{tr} , B_1 для толщины нелинейного элемента $L_{dr} = 5$ см при длине ретранслятора $L_t = 5$ см и показателе преломления нелинейного элемента $n = 1.46$.

Последнее равенство в размерных переменных имеет вид $k_d L_{dr} = (k_d^2/k_0) L_{tr}$, или $L_{tr} = \sqrt{\epsilon_0/\epsilon_d} L_{dr}$, где ϵ_0 и ϵ_d – диэлектрические проницаемости линейной среды и диэлектрика соответственно.

В системе на рис.1 неравенство (17) для устойчивости также должно выполняться, а равенство (18) заменяется выражением

$$L_d + 2L_1 = L_t, \tag{19}$$

или

$$2L_{tr} = L_{tr} - \frac{L_{dr} \sqrt{\epsilon_0}}{\sqrt{\epsilon_d}}.$$

Отметим, что выражение (19) соответствует условию непрерывной передачи изображения пучка ретрансляторами по всей системе.

На рис.2 показана область устойчивости системы на плоскости параметров B_1 , L_{tr} при следующих значениях остальных параметров: $L_{tr} = 10$ см, $n = 1.46$ (кварцевое стекло), $L_{dr} = 5$ см. Одна из границ области (верхняя) определяется выражением (17), другая граница лежит ниже. Ширина области устойчивости при $B_1 \approx 1.5$ составляет малую часть толщины диэлектрика.

Из рис.2 видно, что подавление неустойчивости, возникающей вследствие самофокусировки (самофокусировочной неустойчивости) в рассматриваемой системе, возможно при достаточно точном соблюдении расстояний между линейными и нелинейными элементами, причем требования к точности возрастают при уменьшении толщины нелинейного элемента.

4. Численное моделирование распространения волнового пучка и сжатия импульса

Наиболее подробные численные расчеты проводились для следующих параметров: $L_{tr} = 10$ см, $n = 1.46$, $L_{dr} = 5$ см, $a = 1$ см, $\lambda = 1000$ нм. Размер пучка ограничен вычислительными возможностями расчета самофокусировочной неустойчивости. В параметрах B_1 , L_{dr} про-

странственный масштаб возмущений с максимальным инкрементом $\Lambda_{\perp} = \pi\sqrt{L_{dr}}/(a\sqrt{k_d B_1})$, и на этом масштабе необходимо иметь несколько точек разбиения пучка при его расчете, что и ограничивало поперечный размер пучка при расчете на сетке $\sim 10^3 \times 10^3$ точек.

Для максимума импульса выбиралось $B_1 = 1.4$, что достаточно близко к границе неустойчивости $B_1 = \pi/2$. Такое значение B -интеграла при толщине нелинейных элементов 5 см достигается при интенсивности излучения $I \approx 15$ ГВт/см² в кварцевом стекле ($n_2 = 0.72 \times 10^{-13}$ ед. СГСЭ [28]). Для импульсов длительностью 1 пс, характерных для лазеров на неодимовом стекле с компрессионными импульсами, это соответствует плотности энергии 0.015 Дж/см², что на два порядка меньше лучевой прочности просветляющих и отражающих покрытий [29]. Расстояние L_{1r} выбиралось в середине области устойчивости: $L_{1r} = 3.2$ см. Расчеты проводились для различных значений параметра «супергауссовости» m . Пересчет поля после прохождения через ретранслятор выполнялся по формуле

$$E_{out}(r_{\perp r}) = \frac{1}{2\pi L_{tr}} \int_S E_{in}(r'_{\perp}) \exp\left[ik_0 \frac{r_{\perp r}^2}{2F_r} + ik_0 \frac{r'_{\perp r}^2}{2F_r} - ik_0 \frac{(r'_{\perp r} - r_{\perp r})^2}{2L_{tr}} \right] dr'_{\perp} = \frac{1}{2\pi L_{tr}} \int_S E_{in}(r'_{\perp}) \exp\left[ik_0 \frac{(r'_{\perp} + r_{\perp})^2}{2L_{tr}} \right] dr'_{\perp}, \quad (20)$$

где $E_{in}(r_{\perp})$ – поле на входе в ретранслятор; $E_{out}(r_{\perp r})$ – поле на выходе из него; интегрирование проводится по всему поперечному сечению. Отметим, что использование формулы (20) возможно в отсутствие диафрагм внутри ретранслятора.

Структура поля, представляющая собой зависимость его амплитуды от радиуса $r_{\perp r}$ в сечении пучка, проходящем через его центр ($r_{\perp} = 0$), на выходе 22-го каскада этой квазипериодической системы нелинейных элементов и ретрансляторов приведена на рис.3. Видно, что имеется оп-

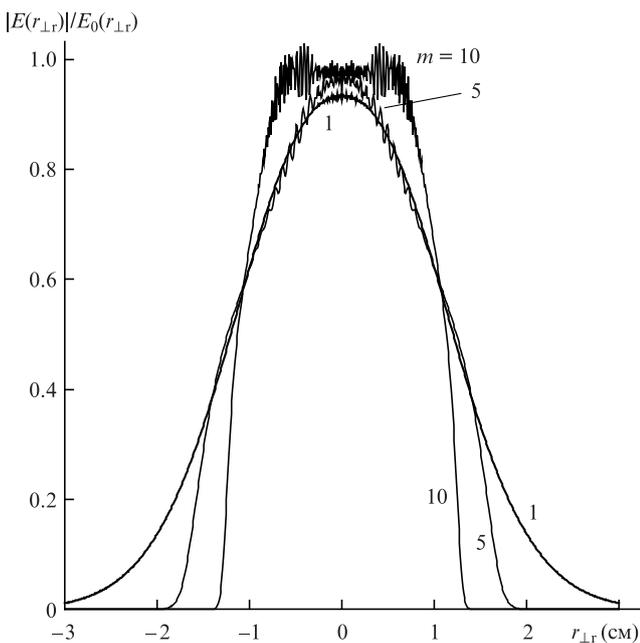


Рис.3. Поперечные сечения электрического поля лазерного пучка после 22-го каскада.

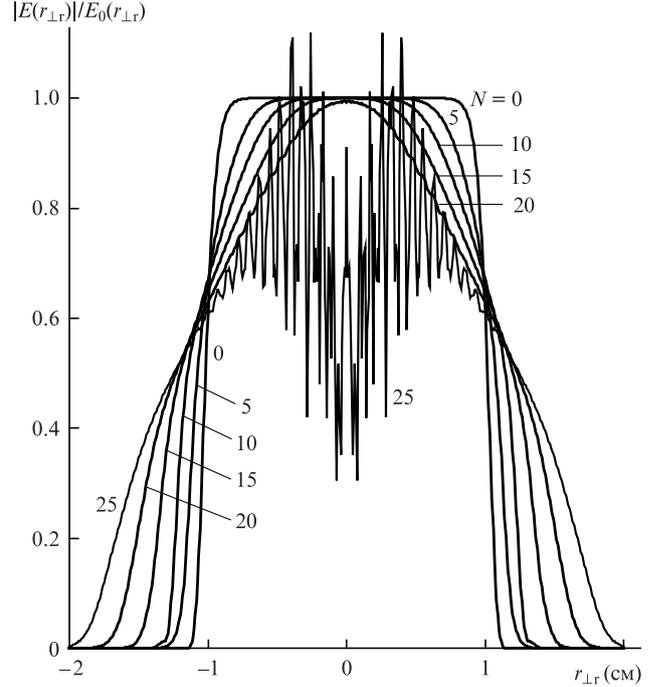


Рис.4. Поперечные сечения поля после прохождения через различное число каскадов N .

тимальное $m \approx 5$. При больших m самофокусирующая неустойчивость развивается раньше, при меньших m амплитуда поля пучка в максимуме уменьшается вследствие дифракционного расплывания пучка.

На рис.4 показана степень искажения структуры пучка вследствие развития самофокусирующей неустойчивости при оптимальном $m = 5$. Она имеет «взрывной» характер и развивается на двух-трех каскадах после двадцатого каскада. Такое поведение отличается от приведенного в работе [30], где неустойчивость развивалась при меньшем количестве каскадов, что, на наш взгляд, связано с большим значением B -интеграла и присутствием затравочных амплитудно-фазовых возмущений на входе в систему.

После расчета всех сечений пучка проводилась обработка по следующей схеме. В центральной точке ($r_{\perp} = 0$) находился спектр импульса

$$F(0, \Omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \exp(-i\Omega t) E_{out}(0, t) dt. \quad (21)$$

Для сжатия импульса с помощью дисперсионных элементов большое значение имеет фаза спектра. Ее эволюция на различных каскадах системы показана на рис.5. До 20-го–25-го каскадов, когда еще не развивалась самофокусирующая неустойчивость, зависимость фазы от частоты Ω может быть аппроксимирована полиномом пятой степени. Полученный спектр обрабатывался по схеме, моделирующей сжатие импульса в решеточном компрессоре [31]. Аппроксимирующее значение фазы вычиталось из исходной фазы и проводилась свертка этого спектра с некоторой остаточной фазой по времени. Для сравнения проводилось также полное обнуление фазы спектра.

Примеры рассчитанных таким образом импульсов приведены на рис.6. Отметим, что наблюдаются боковые субимпульсы с довольно большой (~ 20 дБ) амплитудой, что связано с нелинейной зависимостью частоты от вре-

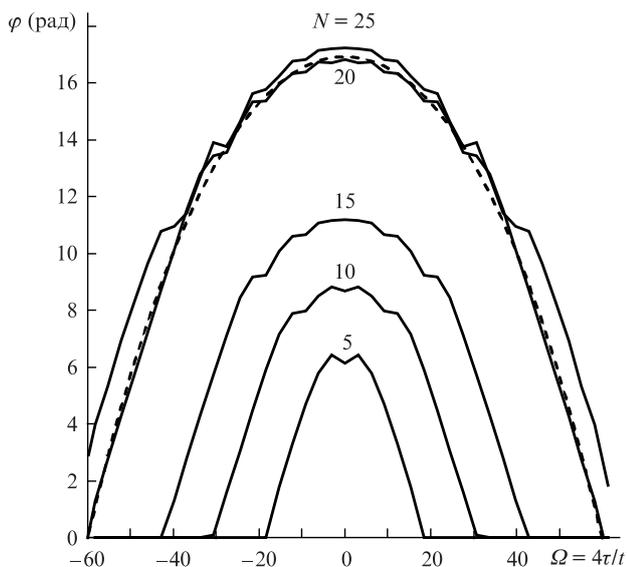


Рис.5. Фаза φ спектра импульса для разного количества каскадов N . Штриховая кривая – аппроксимация для $N = 20$.

мени. Это, очевидно, приводит к уменьшению временного контраста импульса. На рис.7 показана зависимость интенсивности в максимуме импульса от числа используемых каскадов в квазипериодической системе нелинейных элементов и ретрансляторов. Видно, что интенсивность растет до 22-го каскада, причем остаточная фаза, получающаяся после коррекции фазы полиномом пятой степени, немного уменьшает интенсивность. Сравнение полученной интенсивности с рассчитанной с помощью формулы (1) показывает, что последняя дает завышенное примерно в 1.6 раза значение для используемых в настоящей работе параметров. Из сопоставления результатов для структуры поля в зависимости от поперечных координат (рис.3) и для степени роста интенсивности в сжатом импульсе следует, что достаточно сравнительно неболь-

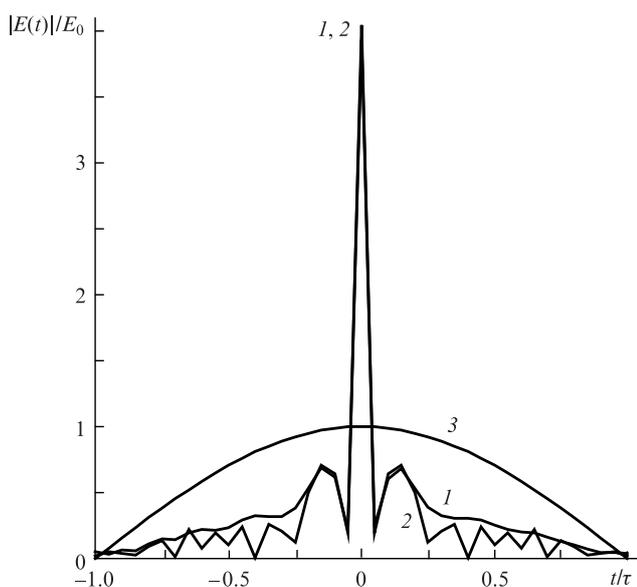


Рис.6. Структура импульса после сжатия на 22-м (оптимальном) каскаде: за вычетом всей фазы спектра (1) и фазы, аппроксимированной полиномом пятой степени (2). Кривая 3 – начальный импульс.

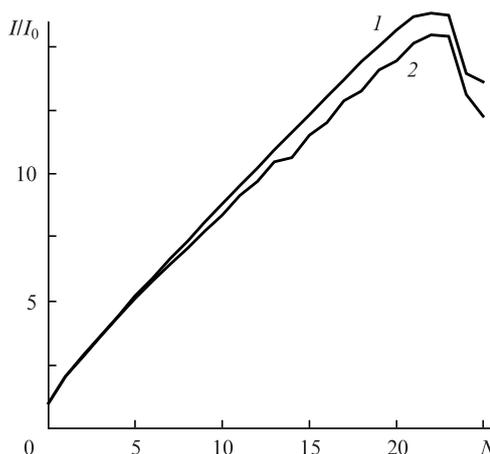


Рис.7. Зависимости нормированной интенсивности от числа каскадов: за вычетом всей фазы спектра (1) и фазы, аппроксимированной полиномом пятой степени (2).

ших искажений структуры поля (на 22-м каскаде, см. рис.3) для прекращения роста интенсивности.

Как видно из приведенных результатов, в рассматриваемой системе при условии подачи на ее вход достаточно гладкого по поперечным координатам импульса самофокусирующаяся неустойчивость существенно ослабляется и проявляется при общем B -интеграле $B_N \approx 30$. При учете реальных шумов, присущих лазерным пучкам в мощных системах [30, 32], предельное значение B -интеграла, очевидно, уменьшится.

Одним из недостатков рассмотренной схемы уширения спектра является ограничение значения B -интеграла в одном элементе системы ($B_1 < 1.5$), что требует большого числа каскадов для получения больших B_N . Введение в ретрансляторы диафрагм, т.е. переход к пространственным фильтрам, потенциально может увеличить значение B_1 [32]. Однако проведенные нами расчеты и результаты работы [30] показывают, что при использовании стандартных диафрагм, чей угловой размер в 10–20 раз превышает дифракционную расходимость пучка, пространственные фильтры не имеют преимуществ перед ретрансляторами. Возможно, это связано с пространственными возмущениями интенсивности, вносимыми в пучок диафрагмами и в дальнейшем нарастающими в результате ММС.

5. Оценка параметров системы уширения спектра и сжатия сверхмощных лазерных импульсов

Рассмотренная здесь квазипериодическая система нелинейных элементов может быть использована для уширения спектра и сжатия импульсов сверхмощных лазерных систем на неодимовом стекле. В настоящее время пиковая мощность некоторых лазеров превышает 1 ПВт при длительности импульса ~ 1 пс.

В качестве нелинейных элементов системы уширения спектра наиболее подходящим является кварцевое стекло, которое имеет наибольшую лучевую стойкость и наименьший нелинейный показатель преломления [28]. Нелинейные элементы из кварцевого стекла должны быть просветлены для минимизации потерь в системе. Порог разрушения просветляющих покрытий для длительности

импульса ~ 1 пс составляет ~ 2 Дж/см² [29], что позволяет безопасно работать при плотности энергии 0.2 Дж/см², или интенсивности 200 ГВт/см². Отметим, что возможность усиления импульсов с интенсивностью более 100 ГВт/см² экспериментально продемонстрирована в работе [33]. Безопасное значение B -интеграла $B_1 = 1.4$ набирается на толщине пластины 0.5 см. Из кварцевого стекла вполне могут быть изготовлены пластины с большой апертурой и хорошим оптическим качеством. Однако при этом, как следует из результатов анализа, повышаются требования к точности установки нелинейных элементов для обеспечения устойчивости системы.

Для лазерного импульса с петаваттной мощностью диаметр пучка будет составлять ~ 50 см, что примерно равно диаметру пучка на выходе компрессора в «больших» лазерных системах. В качестве ретрансляторов могут использоваться пространственные фильтры, применяющиеся в лазерных системах. Остается неисследованным вопрос о влиянии нелинейности линз пространственных фильтров на ММС в рассматриваемой конфигурации. В принципе, фокусирующими элементами ретрансляторов могут служить зеркала.

Для достижения больших степеней компрессии необходимы многоэлементные системы, имеющие достаточно большие габариты. В принципе, возможна замена многоэлементных систем многопроходными. В качестве развязывающего элемента могут использоваться крупногабаритные ячейки Поккельса с плазменными электродами [34], разработанные для лазерного термоядерного синтеза.

Для компрессии импульсов с уширенным спектром наиболее подходящими являются chirпированные зеркала, поскольку для сжатия коротких лазерных импульсов не нужны дисперсионные элементы с большой дисперсией. Эти зеркала имеют к тому же существенно большую лучевую прочность, чем дифракционные решетки, и не требуют увеличения диаметра пучка перед компрессией.

6. Заключение

Проведенный теоретический анализ и численные расчеты показали возможность существенного уширения спектра при фазовой самомодуляции мощных лазерных импульсов и подавлении ММС в квазипериодической системе нелинейных элементов и ретрансляторов. При этом B -интеграл в одном нелинейном элементе ограничен величиной $B_1 < \pi/2$, а общий B -интеграл – величиной $B_N < 30$ для рассмотренных в настоящей работе параметров излучения.

Показано, что возможно сжатие фазово-модулированных импульсов дифракционными решетками или chirпированными зеркалами, сопровождающееся возрастанием интенсивности более чем в 15 раз, если имеются пучки с достаточно гладким поперечным распределением интенсивности.

Рассмотренная схема уширения спектра и компрессии импульсов позволяет увеличивать мощность вплоть до нескольких петаватт и может быть использована в сверхмощных лазерных системах.

1. Maine P., Strickland D., Bado R., Pessot M., Mourou G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 398 (1988).

2. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990).

3. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **24**, 99 (1997).

4. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tiethbohl G., Britten J.A., Brown C., Hermann S., Golick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).

5. Kitagawa Y., Fujita H., Kodama R., Yoshida H., Matsuo S., Jit-suno T., Kawasaki T., Kitamura H., Kanabe T., Sakabe S., Shigemori K., Isawa Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 398 (2004).

6. Blanshot N., Bignon E., Coic H., Cotel E., Couturier E., Deschaseaux G., Forget N., Freysz E., Hugonnot E., Le Blank C., Loustallet N., Luce J., Marre G., Migus A., Mortant S., Mousset S., Noailles S., Neauport J., Rouyer C., Rulliere C., Sauteret C., Videau L., Viviani P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5975**, 59750C (2006).

7. Gaul E.W., Martinez M., Blakeney J., Lochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglass S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebbers C., Ditmire T. *Appl. Opt.*, **49**, 1676 (2010).

8. Kiriyama H., Mori M., Nakai Y., Shimomura T., Sasao H., Tanaka M., Ochi Y., Tanoue M., Okada H., Kohdo S., Kanazawa S., Sagisaka A., Daito I., Wakai A., Sasao F., Suzuki M., Kotakai H., Kondo K., Sugiyama A., Bulanov S., Bolton P.R., Daido H., Kawanishi S., Collier J.L., Hernandez-Gomez C., Hooker C.J., Ertel K., Kimura T., Tajima T. *Appl. Opt.*, **49**, 2105 (2010).

9. Ross I.N., Trentelman M., Danson C.N. *Appl. Opt.*, **36**, 9348 (1997).

10. Lozhkarev V.V., Friedman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Malshakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.A., Garanin S.G., Sukharev S.A., Rukavishnikov N.N., Charukhchev A.V., Gerke R.R., Yashin V.E. *Opt. Express*, **14**, 446 (2006).

11. Мак А.А., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **70**, 3 (1991).

12. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемто-секундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988).

13. Rolland C., Corkum P.B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 641 (1988).

14. Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 105 (2003).

15. Chvylov V., Radier C., Cheiaux G., Kalinichenko G., Yanovsky V., Mourou G. *Proc. Quantum Electron. Laser Sci. Conf. (QELS)* (San Jose, CA, 2010, paper JThG4).

16. Власов С.Н. *Письма в ЖТФ*, **4**, 795 (1978).

17. Treacy E.B. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5**, 454 (1969).

18. Pervak V., Teisset C., Sugita A., Naumov S., Krausz S., Apolonski A. *Opt. Express*, **16**, 10220 (2008).

19. Власов С.Н. *Квантовая электроника*, **3**, 451 (1976).

20. Hunt J.T., Renard P.A., Simmons W.W. *Appl. Opt.*, **16**, 779 (1977).

21. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Письма в ЖТФ*, **5**, 544 (1979).

22. Власов С.Н., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **8**, 510 (1981).

23. Бондаренко Н.Г., Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **7**, 313 (1964).

24. Kogelnik H., Li T. *Appl. Opt.*, **5**, 1550 (1966).

25. Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **8**, 260 (1965).

26. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).

27. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород, ИПФ РАН, 1997, с. 218).

28. Kurnit N.A., Shimada T., Sorem M.S., Taylor A.J., Rodriguez G., Clement T.S., Fearn H., James D.F.V., Milonni P.W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 387 (1996).

29. Mangote B., Gallais L., Commandré M., Mende M., Jensen L., Ehlers H., Jupé M., Ristau D., Melninkaitis A., Mirauskas J., Sirutkaitis V., Kičas S., Tolenis T., Drazdys R. *Opt. Lett.*, **37**, 1478 (2012).

30. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **110**, 1001 (2011).

31. Власов С.Н., Копосова Е.В., Фрейдман Г.И. *Квантовая электроника*, **39**, 393 (2009).

32. Гаранин С.Г., Елатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37**, 1159 (2007).

33. Иванов В.В., Куценко А.В., Мацвейко А.А., Михайлов Ю.А., Попов А.И., Склизов Г.В., Стародуб А.Н. *Квантовая электроника*, **33**, 841 (2003).

34. Kruschwitz B.E., Kelly J.H., Shoup M.J. III, Waxer L.J., Cost E.C., Green E.T., Hoyt Z.M., Taniguchi J., Walker T.W. *Appl. Opt.*, **46**, 1326 (2007).