

УДК 621.373.826

КОМПРЕССИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ЖИРА-ТУРНУА

А. А. АКОПЯН, Д. Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений

(Поступила в редакцию 31 марта 1998 г.)

В данной статье в результате численного эксперимента показана возможность компрессии импульса длительностью 80 фс с помощью компрессора, состоящего из отрезка нелинейной дисперсной среды и интерферометра Жира-Турнуа, до длительности 47 фс.

Известно, что при прохождении фемтосекундных лазерных импульсов через оптически нелинейную дисперсную среду происходит их фазовая самомодуляция, выражающаяся в нарастании несущей частоты от фронта к хвосту. Распространение такого импульса в среде с аномальной дисперсией групповых скоростей сопровождается его компрессией при выполнении известных условий.

В данной работе приводятся результаты численного эксперимента по сжатию фемтосекундного импульса с помощью компрессора, состоящего из отрезка нелинейной дисперсной среды и интерферометра Жира-Турнуа.

Согласно результатам работы [1], где получено численное решение нелинейного волнового уравнения (отличного от нелинейного уравнения Шредингера), описывающее дисперсное нелинейное распространение фемтосекундного лазерного импульса в среде с кубичной нелинейностью с учетом линейной дисперсии второго порядка, огибающая импульса на выходе среды приобретает некоторую асимметрию. При этом зависимость мгновенной частоты от времени в основной энергонесущей части импульса приобретает линейный характер, причем асимметрия уширения спектра в антистоксову и стоксову области уменьшается по сравнению с бездисперсным распространением импульса [2].

Уравнение для нормированного значения вектора напряженности электрического поля E , описывающее распространение импульса в нелинейной дисперсной среде в приближении однонаправленных волн [1-5], записанное в безразмерных величинах, имеет следующий вид [1]:

$$\Phi'_\xi - A|\Phi|^2 \cdot \Phi'_\eta + B\Phi'''_\eta = 0, \quad (1)$$

где $\Phi = E/E_0$; $\xi = zn_0/(c\tau_0)$; $\eta = zn_0/(c\tau_0) - t/\tau_0$; $A = \pi\chi_0^{(3)}E_0^2/n_0^2$; $B = \pi\alpha_2/(n_0^2\tau_0^2)$, E_0 — максимальное значение действительной амплитуды вектора напряженности электрического поля, $2\tau_0$ — длительность им-



пульса, n_0 — линейная часть показателя преломления, $\chi_0^{(3)}$ — низкочастотный предел фурье-образа нелинейной восприимчивости среды третьего порядка $\chi^{(3)}(t_1, t_2, t_3)$, α_2 — низкочастотный предел второй производной фурье-образа линейной восприимчивости среды $\alpha(t)$.

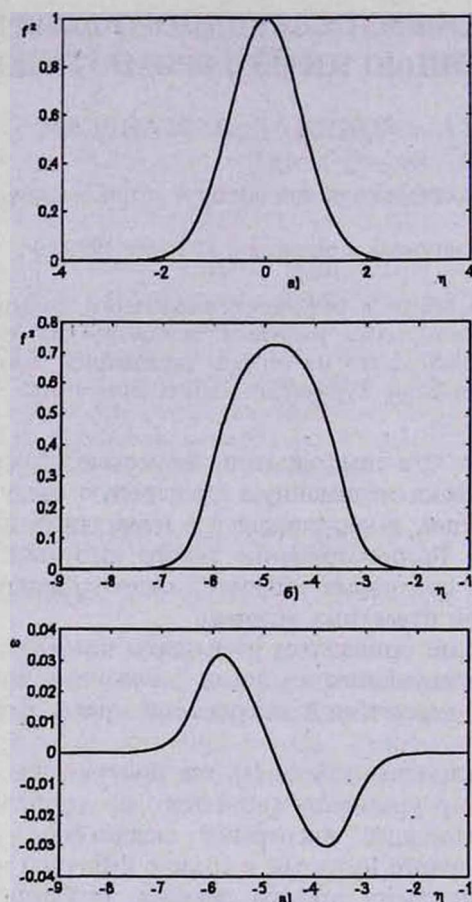


Рис.1. а) Нормированная огибающая импульса на входе в нелинейную дисперсную среду; б) нормированная огибающая импульса на входе из нелинейной дисперсной среды. Графики построены при следующих значениях параметров: $2\tau_0 = 80$ фс, $\lambda_0 = 1,06$ мкм, $I = 2,1 \cdot 10^{11}$ Вт/см², $n_0 = 1,5$; $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт; $A = 0,225 \cdot 10^{-4}$; $B = 1,57 \cdot 10^{-7}$, $z = 1,6$ см.

В результате факторизации уравнения (1) при помощи подстановки $\Phi = f \cdot \cos g$ с учетом того, что $\omega_0 \tau_0 \gg 1$, где ω_0 — несущая частота импульса, получим систему из двух связанных уравнений для амплитуды $f(\xi, \eta)$ и фазы $g(\xi, \eta)$:

$$f'_\xi - Af^2 \cdot f'_\eta - 3B \cdot (f'_\eta \cdot (g'_\eta)^2 + fg'_\eta \cdot g''_\eta) = 0, \quad (2)$$

$$g'_\xi - Af^2 \cdot g'_\eta - B \cdot (g'_\eta)^3 = 0. \quad (3)$$

На рис.1(а) приведена зависимость огибающей входного импульса

длительностью $2\tau_0 = 80$ фс и интенсивностью $I = 2,1 \cdot 10^{11}$ Вт/см² на длине волны $\lambda_0 = 1,06$ мкм от времени. На рис.1(б), 1(в) приведены результаты численного решения системы уравнений (2), (3) для зависимости огибающей $f^2(\xi, \eta)$ и нормированной несущей частоты $\omega(\xi, \eta)$ от времени соответственно в среде с $n_0 = 1,5$; $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт; $A = 0,225 \cdot 10^{-4}$; $B = 1,57 \cdot 10^{-7}$ и толщиной $z = 1,6$ см. Согласно этим расчетам модуль отношения уширения спектра в антистоксову область $\bar{\omega}_{as} = \omega_{as} - \omega_0$ к уширению в стоксову $\bar{\omega}_s = \omega_s - \omega_0$ равно $|\bar{\omega}_{as} / \bar{\omega}_s| \approx 1,05$ и $\bar{\omega}_{as} - \bar{\omega}_s \approx 0,06 \cdot \omega_0$, что соответствует скорости изменения частоты $\beta = (\bar{\omega}_{as} - \bar{\omega}_s) / (2\tau) = 0,96 \cdot 10^{27}$ с⁻², где $2\tau \approx 111$ фс — длительность выходного импульса.

Известно, что в экспериментах по генерации и компрессии фемтосекундных импульсов используется интерферометр Жира-Турнуа [6-8]. Следовательно, компрессия частотно-модулированного импульса, полученного на выходе среды с помощью интерферометра Жира-Турнуа, представляет практический интерес. Интерферометр Жира-Турнуа представляет собой модификацию интерферометра Фабри-Перо, коэффициент отражения переднего широкополосного зеркала которого $r < 1$, а заднее зеркало — глухое ($r' = 1$). Коэффициент передачи интерферометра имеет следующий вид [9]:

$$K(\omega) = \frac{e^{-i\omega T} - r}{1 - r \cdot e^{-i\omega T}}, \quad (4)$$

где

$$T = (2nh/c)(1 - n^{-2} \sin^2 \gamma)^{1/2} \quad (5)$$

— время запаздывания между интерферирующими импульсами, h — расстояние между зеркалами, γ — угол падения.

Рассмотрим интерферометр Жира-Турнуа, представляющий собой глухое зеркало, выполненное в виде многослойной диэлектрической структуры, на которую нанесен слой плавленого кварца (SiO₂). При толщине диэлектрического слоя из плавленого кварца ~ 1 мкм зависимостью коэффициента отражения r , а также времени запаздывания T от частоты ω можно пренебречь. Следует отметить, что в (4) необходимо учитывать зависимость коэффициента отражения r как от направления поляризации падающего импульса, так и от угла падения.

Рассмотрим случай, когда падающий импульс поляризован в плоскости падения. В разложении фазочастотной характеристики по частоте будем учитывать члены до третьего порядка малости [7].

Эффективное число интерферирующих импульсов $N_{\text{эф}}$ согласно [10],

$$N_{\text{эф}} = \pi \sqrt{r} / (1 - r) \quad (6)$$

при $r \approx 0,2$ равно 2. При $h = 3 - 4$ мкм, что соответствует $T = 30 - 35$ фс, число интерферирующих импульсов равно трем.

На рис.2 приведен временной профиль огибающей сжатого импульса на выходе интерферометра, нормированный на максимальное значение огибающей на входе в него при $\gamma = 30^\circ$ и $h = 3,82$ мкм. На рисунке заметна субструктура на переднем фронте сжатого импульса, которая обязана своим появлением учету третьего порядка малости в разложении фазочастотной характеристики по частоте. Значение $h = 3,82$ мкм является минимальным, которое соответствует максимальному сжатию им-

пульса, полученного на выходе нелинейной среды. Оно было найдено в ходе численного эксперимента. Из численного расчета видно, что коэффициент сжатия импульса длительностью $2\tau_0 = 80$ фс равен $S \approx 1,7$, т. е. длительность сжатого импульса ≈ 47 фс. Такой же коэффициент сжатия импульса можно получить и при некотором наборе больших h , но при этом уменьшается степень перекрытия интерферирующих импульсов и увеличивается вклад высших порядков в разложении фазочастотной характеристики по частоте. При меньших же h условия максимального сжатия не выполняются.

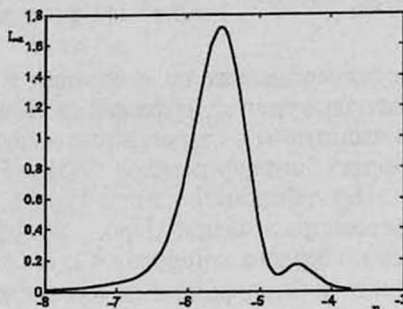


Рис.2. Нормированная огибающая сжатого импульса I_{out} на выходе интерферометра при угле падения 30° и толщине интерферометра $h = 3,82$ мкм.

Таким образом, в данной статье в результате численного эксперимента показана возможность компрессии импульса длительностью 80 фс с помощью компрессора, состоящего из отрезка нелинейной дисперсной среды и интерферометра Жира-Турнуа до длительности 47 фс. При этом в качестве нелинейной среды можно использовать одномодовое волокно.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Акопян, Д.Л.Оганесян. Оптика и спектроскопия (в печати).
2. А.А.Акопян, Д.Л.Оганесян. Квантовая электроника, **24**, 622 (1997).
3. Э.М.Беленов, А.В.Назаркин. Письма в ЖЭТФ, **51**, 252 (1990).
4. А.И.Маймистов. Оптика и спектроскопия, **76**, 636 (1994).
5. С.А.Козлов, С.В.Сазонов. ЖЭТФ, **111**, 404 (1997).
6. J.Kuhl, J.Heppner. IEEE J. Quant. Electron., **QE-22**, 182 (1986).
7. P.M.French, G.F.Chen, W.Sibbett. Opt. Commun., **57**, 263 (1986).
8. K.D.Li, W.H.Knox, N.M.Pearson. Opt. Lett., **14**, 450 (1989).
9. С.А.Ахманов, В.А.Выслюх, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
10. Г.В.Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. М., ГИФМЛ, 1958.

COMPRESSION OF A FEMTOSECOND LASER PULSE BY MEANS OF THE GIRES-TOURNOIS INTERFEROMETER

A. A. AKOPYAN, D. L. OGANESYAN

In this paper the possibility of the 80 fs duration pulse compression as a result of the numerical experiment up to 47 fs duration by means of the compressor consisted of a section of the nonlinear dispersive medium and the Gires-Tournois interferometer is shown.