

Капиллярный компрессор фемтосекундных лазерных импульсов с нелинейным вращением эллипса поляризации

А.В.Конященко, П.В.Кострюков, Л.Л.Лосев, С.Ю.Теняков

Исследован процесс нелинейного вращения эллипса поляризации лазерного излучения, протекающий одновременно с уширением спектра импульса при нелинейной фазовой самомодуляции в газонаполненном капилляре. Показано, что наибольшее вращение эллипса поляризации испытывают спектральные компоненты, смещенные в коротковолновую сторону относительно центральной длины волны исходного лазерного импульса. С использованием эффекта вращения эллипса поляризации осуществлено восьмикратное повышение энергетического контраста светового импульса длительностью 28 фс, полученного посредством компрессии импульса излучения иттербиевого лазера длительностью 290 фс.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, компрессия импульсов, капилляр, нелинейное вращение эллипса поляризации.

1. Введение

Временные компрессоры фемтосекундных лазерных импульсов, в которых используется уширение спектра импульса при его распространении в капилляре, заполненном инертным газом, получили широкое применение благодаря простоте конструкции, высокой эффективности и надежности. Энергетическая эффективность таких компрессоров достигает 50% [1, 2], а степень компрессии (отношение длительности импульса на входе в компрессор к длительности импульса выходного излучения) – 15 [3, 4].

В капиллярных компрессорах уширение спектра и чирпирование импульса по частоте, позволяющие в дальнейшем осуществить временную компрессию, происходят вследствие нелинейной фазовой самомодуляции [5], при которой отстройка частоты импульса на выходе капилляра ω от частоты входного импульса ω_0 определяется изменением интенсивности лазерного излучения I во времени: $\omega - \omega_0 \sim -n_2 \partial I / \partial t$ (n_2 – нелинейная часть показателя преломления газа, заполняющего капилляр) [6]. На рис.1 представлены типичная форма лазерного импульса и соответствующее изменение во времени мгновенного значения частоты излучения, вызванное нелинейной самомодуляцией. Видно, что на протяжении импульса изменяется знак чирпа частоты. На переднем и заднем фронтах импульса чирп отрицательный, а в центральной части импульса, в области наибольшей интенсивности, положительный.

Компрессия импульса на выходе капилляра осуществляется посредством пропускания импульса через диспер-

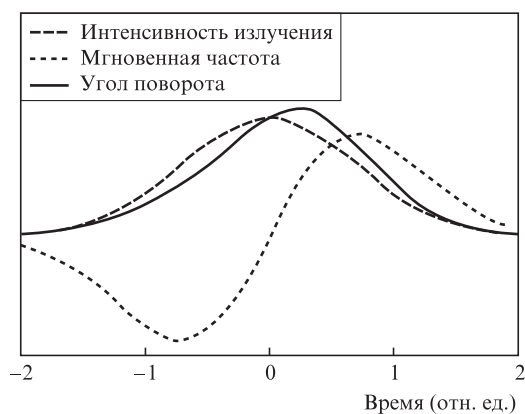


Рис.1. Расчетные временные зависимости изменения частоты при фазовой самомодуляции и угла поворота эллипса поляризации (параметр $\alpha = 0.2$) для импульса гауссовой формы.

сионный оптический элемент, позволяющий компенсировать чирп определенного знака. Поэтому при компрессии центральной части импульса длительность фронтов импульса не сокращается, вследствие чего формируется низкоинтенсивный пьедестал, на котором находится сжатый импульс. Длительность пьедестала примерно равна длительности исходного лазерного импульса. Доля энергии импульса, приходящаяся на пьедестал, определяется формой лазерного импульса. Так, для импульса гауссовой формы энергия пьедестала достигает 40% всей энергии импульса.

Низкоинтенсивный пьедестал наблюдался в экспериментах по компрессии фемтосекундных лазерных импульсов. Например, в [1] измеренная доля энергии пьедестала составила $\sim 50\%$. Естественно, что такой низкий контраст существенно ограничивает область применения капиллярных компрессоров. В связи с этим важной задачей является разработка методов повышения контраста – получение «чистых» фемтосекундных импульсов. На сегодняшний день наиболее исследованными и используемыми методами являются генерация второй гармоники [7] и генерация световых волн с ортогональной поляризацией [8]. В обоих методах осуществляется нелинейное преобра-

А.В.Конященко, П.В.Кострюков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, Москва, Ленинский просп., 53; ООО «Авеста-Проект», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, территория ФИАИ, КРФ-2; e-mail: fs@avesta.ru, pk@avesta.ru

С.Ю.Теняков. ООО «Авеста-Проект», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, территория ФИАИ, КРФ-2; e-mail: tenyakov@avesta.ru

Л.Л.Лосев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: losev@pluton.lpi.troitsk.ru

Поступила в редакцию 27 января 2012 г.

зование сжатого импульса в кристаллах, установленных за компрессором. Дополнительный этап нелинейного преобразования усложняет оптическую схему и снижает стабильность работы компрессора, поэтому получение «чистых» фемтосекундных импульсов непосредственно на его выходе представляется весьма актуальным.

Для получения контрастных импульсов на выходе капиллярного компрессора может быть использован эффект нелинейного вращения эллипса поляризации излучения, который заключается в повороте осей эллипса поляризации излучения после прохождения нелинейной среды по отношению к исходной эллиптической поляризации световой волны. Поворот осей эллипса поляризации является следствием разности оптических путей для линейных ортогональных поляризаций, направленных по осям эллипса. Разность оптических путей обусловлена различием значений нелинейного показателя преломления среды для неравных интенсивностей линейно поляризованных световых полей, образующих эллиптически поляризованный свет. Применение эффекта нелинейного вращения эллипса поляризации в газонаполненном капилляре для повышения контраста импульса было продемонстрировано в [9]. Однако в этой работе интенсивность излучения в капилляре была невысока и заметного уширения спектра не наблюдалось. Процесс нелинейного вращения эллипса поляризации, происходящий вместе с процессом уширения спектра, вызванным фазовой самомодуляцией, не исследовался.

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование возможности повышения контраста сжатого фемтосекундного импульса при двух одновременно протекающих в газонаполненном капилляре нелинейных процессах – вращении эллипса поляризации и фазовой самомодуляции.

2. Экспериментальная установка

Оптическая схема капиллярного компрессора представлена на рис.2. Исследовалась компрессия импульсов итербиевого лазера ТЕТА-3 (ООО «Авеста-Проект»), излучающего импульсы с энергией 160 мкДж и длительностью 290 фс. Центральная длина волны составляла 1028 нм, ширина спектра генерации – 6 нм. Частота следования импульсов равнялась 3 кГц. Световой пучок с гауссовым распределением интенсивности имел диаметр 4.7 мм по уровню $1/e^2$ интенсивности, расходимость 0.9 мрад, параметр качества светового пучка $M^2 = 1.05$.

Лазерное излучение фокусировалось в кварцевый капилляр с внутренним диаметром 150 мкм и длиной 30 см, который помещался в камеру, заполняемую ксеноном. Измеренное пропускание капилляра составляло 60% и в процессе экспериментов не изменялось.

Для получения эллиптически поляризованной световой волны перед линзой, фокусирующей излучение в ка-

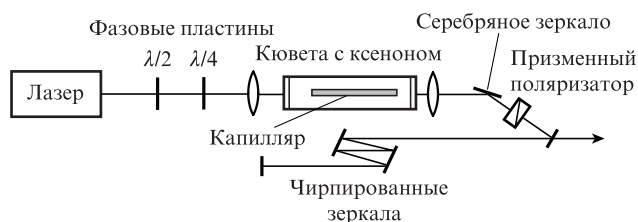


Рис.2. Оптическая схема компрессора с нелинейным вращением эллипса поляризации.

пилляр, устанавливались полуволновая ($\lambda/2$) и четвертьволновая ($\lambda/4$) фазовые пластины. Эксцентриситет эллипса поляризации входного излучения менялся с помощью вращения полуволновой фазовой пластины. Излучение на выходе камеры с капилляром коллимировалось линзой и направлялось под углом падения 70° на поверхность серебряного зеркала, которое при этих условиях играло роль четвертьволновой фазовой пластины [10]. Необходимость в ней была вызвана широким спектром излучения на выходе капилляра. Четвертьволновая пластина на входе в капилляр была ориентирована таким образом, чтобы в отсутствие нелинейных процессов в капилляре поляризация излучения, отраженного от серебряного зеркала, совпадала с поляризацией излучения, падающего на четвертьволновую пластину. Отраженный от серебряного зеркала импульс направлялся на призматический поляризатор (призма Глана–Тейлора), который блокировал излучение с поляризацией, совпадающей с поляризацией излучения после полуволновой пластины. Таким образом, через поляризатор проходило только то излучение, поляризация которого испытывала вращение в капилляре.

Прошедшее через поляризатор излучение направлялось во временной компрессор, построенный на чирпированных зеркалах с дисперсией групповых задержек -250 фс². Использовалась схема с двумя проходами через чирпированные зеркала с общим числом отражений, равным восьми. В дальнейшем сжатый импульс заводился в систему регистрации, включающую в себя спектрометр и автокоррелятор, построенный на основе неколлинеарной генерации второй гармоники в кристалле.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Перед началом экспериментов по компрессии импульсов эллиптически поляризованного излучения была исследована компрессия импульсов с линейной поляризацией. В этом случае призматический поляризатор на выходе компрессора был ориентирован на максимальное пропускание поляризации, совпадающей с поляризацией входного излучения. На рис.3,а показан спектр излучения на выходе капиллярного компрессора при давлении ксенона 3.2 атм. Спектр имеет изрезанную структуру, типичную для спектров, уширенных в процессе фазовой самомодуляции [5, 6]. Глубокая модуляция спектра возникает вследствие интерференции световых волн с одинаковыми частотами, излучаемых в различные моменты времени. Как видно из рис.1, волны равных частот излучаются в областях как отрицательного, так и положительного чирпа частоты. Автокорреляционная функция сжатого импульса показана на рис.4,а. Длительность центрального пика соответствует световому импульсу с длительностью 28 фс. Центральный пик находится на низкоинтенсивном пьедестале, длительность которого близка к длительности импульса на входе в компрессор и равна ~ 300 фс. Измеренная доля энергии, содержащаяся в низкоинтенсивном пьедестале, составляет $\sim 40\%$ всей энергии импульса. Как уже отмечалось выше, именно такая доля энергии содержится в неколлинеарной (с отрицательным чирпом) части импульса гауссовой формы.

При переходе к эллиптически поляризованному лазерному излучению, заводимому в капилляр, форма спектра излучения после призматического поляризатора, который бло-

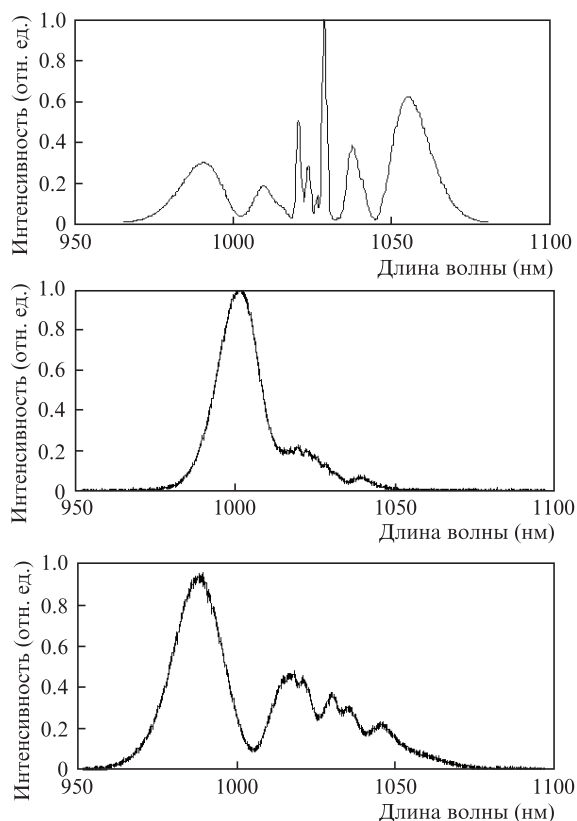


Рис.3. Спектры излучения на выходе капиллярного компрессора в случае линейной поляризации (а) и эллиптической поляризации с отношением осей эллипса 1.1 (б) и 1.35 (в).

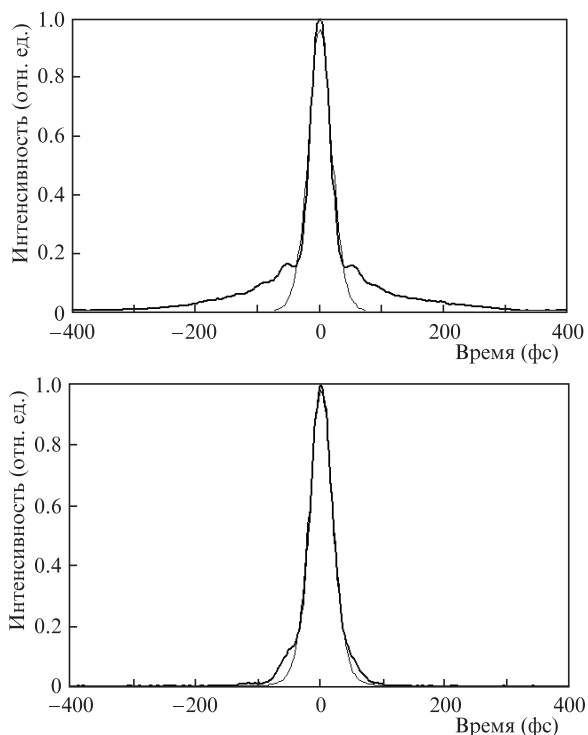


Рис.4. Автокорреляционная функции импульса на выходе из капиллярного компрессора (жирная кривая) и автокорреляционная функция для импульса формы sech^2 (тонкая кривая) в отсутствие нелинейного вращения эллипса поляризации (а) и при его нелинейном вращении (б).

кирует излучение с поляризацией, совпадающей с поляризацией световой волны после полуволновой фазовой пластины, приобретает качественно иной вид. На рис.4,б и в показаны спектры выходного излучения для различных соотношений осей эллипса поляризации излучения на входе в капилляр при давлении ксенона 4 атм. Для представленных спектров отношение интенсивностей ортогонально поляризованных световых волн, различающихся по фазе на $\pi/2$, составляет 1.1 (рис.4,б) и 1.35 (рис.4,в). Суммарная интенсивность одинакова в обоих случаях. Видно, что при незначительном отличии поляризации от круговой (рис.4,б) спектр имеет гладкую форму и смещен в коротковолновую сторону относительно центральной длины волны исходного лазерного излучения.

Такая форма спектра может быть объяснена следующим образом. Интенсивность световой волны, прошедшей сквозь призменный поляризатор, пропорциональна углу поворота эллипса поляризации Θ излучения в капилляре. Угол поворота определяется отношением разности оптических путей для волн с ортогональными поляризациями к мгновенному значению длины волны $\lambda(t)$. Поскольку разность оптических путей пропорциональна интенсивности излучения $I(t)$, то $\Theta(t) \sim I(t)/\lambda(t)$. Вследствие нелинейной фазовой самомодуляции длина волны излучения на выходе из капилляра изменяется по закону [6]

$$\lambda(t) \approx \lambda_0 \left(1 - \frac{n_2 L}{c} \frac{\partial I}{\partial t} \right)^{-1},$$

где λ_0 – центральная длина волны; L – длина капилляра. Так как мгновенная длина волны при фазовой самомодуляции сокращается на заднем фронте лазерного импульса, то для импульсов с гладкой вершиной максимум угла поворота эллипса поляризации достигается после прохождения интенсивностью световой волны максимального значения, т.е. для более коротковолнового лазерного излучения по сравнению с входным. На рис.1 представлены результаты расчета относительного поворота эллипса поляризации во времени для импульса гауссовой формы с длительностью 300 фс и интенсивностью излучения в капилляре 4×10^{12} Вт/см² при давлении ксенона 4 атм в капилляре длиной 30 см. Для импульса гауссовой формы безразмерной величиной, определяющей смещение максимума угла поворота, является параметр $\alpha = n_2 I L / (c \tau)$, где τ – длительность импульса. Видно, что максимальный угол поворота достигается на заднем фронте лазерного импульса в области более коротких длин волн (более высоких частот). Следовательно, при переходе от круговой поляризации световой волны к эллиптической первыми в спектре импульса, прошедшего через призменный поляризатор, должны наблюдаться коротковолновые компоненты, что и происходит в эксперименте.

С увеличением разности интенсивностей базисных ортогонально поляризованных волн (при большем эксцентриситете эллипса поляризации) вначале происходит рост энергии, прошедшей через поляризатор, и уширение спектра импульса. В дальнейшем рост энергии замедляется, и спектр приобретает изрезанную форму, похожую на форму спектра при линейной поляризации. Это связано с тем, что угол поворота эллипса поляризации в максимуме интенсивности начинает превышать $\pi/2$. В условиях нашего эксперимента оптимальный режим достигался при соотношении интенсивностей ортогональных поляризаций 4:3 (рис.3,в). Оценки показывают, что при этом разность фаз $\pi/2$, между ортогонально поляризованными

световыми волнами, формирующими эллиптически поляризованный световой пучок, достигается в случае примерно максимального значения интенсивности. Энергетическая эффективность компрессора в оптимальных условиях составила 16%, что примерно в три раза меньше эффективности работы компрессора при линейной поляризации излучения в капилляре.

Нелинейная поляризационная селекция наиболее интенсивной части спектрально-уширенного в капилляре импульса позволила получить достаточно гладкий спектр излучения и, следовательно, более контрастный импульс после компрессии. Автокорреляционная форма сжатого импульса с длительностью 28 фс показана на рис.4,б. В данном случае в центральном пике содержится 95% энергии. Незначительное (~5%) отличие данной автокорреляционной функции от автокорреляционной функции для импульса, форма которого описывается функцией sech^2 , связано со все еще присутствующей модуляцией спектра. По-нашему мнению, более однородная форма спектра и импульсы с большим контрастом могут быть получены при установке в схему поляризационных элементов, обеспечивающих более высокий коэффициент экстинкции по сравнению с реализованным в данной работе. В частности, при замене серебряного зеркала широкополосной фазовой пластиной $\lambda/4$.

В заключение отметим, что использование эффекта нелинейного вращения эллипса поляризации в капиллярном

компрессоре позволило повысить энергетический контраст импульса в восемь раз. Показано, что при нелинейном вращении эллипса поляризации и одновременном chirпировании частоты импульса посредством фазовой самомодуляции максимальное значение угла поворота эллипса поляризации достигается для спектральных компонент излучения, смещенных в коротковолновую сторону относительно центральной длины волны входного лазерного излучения.

1. Hadrich S., Carstens H., Rothhardt J., Limpert J., Tunnermann A. *Opt. Express*, **19**, 7546 (2011).
2. Конященко А.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 606 (2011).
3. Nagy T., Pervak V., Simon P. *Opt. Lett.*, **36**, 4422 (2011).
4. Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 989 (2011).
5. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
6. Шен И.Р. *Принципы нелинейной оптики* (М.: Наука, 1989).
7. Диденко Н.В., Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 804 (2011).
8. Ramirez L.P., Papadopoulos D.N., Pellegrina A., Georges P., Druon F., Monot P., Ricci A., Jullien A., Chen X., Rousseau J.P., Lopez-Martens R. *Opt. Express*, **19**, 93 (2011).
9. Homoelle D., Gaeta A.L., Yanovsky V., Mourou G. *Opt. Lett.*, **27**, 1646 (2002).
10. Anderson A., Lucking F., Prikoszovits T., Hofer M., Cheng Z., Neacsu C.C., Scharrer M., Rammler S., Russel P.St.J., Tempea G., Assion A. *Appl. Phys. B*, **103**, 531 (2011).