

Компрессор фемтосекундных лазерных импульсов на ксеноне в сверхкритическом состоянии

Н.В.Диденко, А.В.Конященко, Л.Л.Лосев, В.С.Пазюк

Создан временной компрессор фемтосекундных лазерных импульсов с использованием в качестве нелинейной среды ксенона в сверхкритическом состоянии. Лазерные импульсы с длительностью 300 фс и энергией 8 мкДж сжаты до 23 фс с эффективностью 40%.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, ксенон, сверхкритическая жидкость, временная компрессия, фазовая самомодуляция.

1. Введение

В компрессорах лазерных импульсов, основанных на нелинейном эффекте фазовой самомодуляции и последующем сжатии chirпированного импульса [1], уширение спектра исходного лазерного импульса при распространении в нелинейной среде описывается выражением [2]

$$\frac{\Delta(z)}{\Delta_0} \approx \frac{2\pi n_2}{\lambda} \int_0^z I(\xi) d\xi \quad (\text{для случая } \Delta/\Delta_0 > 2), \quad (1)$$

где Δ_0 и $\Delta(z)$ – ширины спектров импульса на входе в нелинейную среду и на расстоянии z от входа соответственно; λ – центральная длина волны лазерного излучения; n_2 – нелинейный показатель преломления; I – интенсивность лазерного излучения.

Для достижения большей ширины спектра импульса на выходе нелинейной среды и, следовательно, меньшей длительности импульса после компрессии используют различные волноводные структуры (полые световоды, кварцевые волокна и т. д.), что позволяет увеличить произведение интенсивности излучения на длину среды, величина которого определяет уширение спектра. Кроме того, более широкий спектр импульса можно получить при выборе среды с большим значением нелинейного показателя преломления n_2 . При этом для эффективного ввода и распространения лазерного излучения в световоде необходимо, чтобы мощность импульса не превышала критической мощности самофокусировки [3]:

$$\frac{E}{\tau} < P_{cr} = \frac{\lambda^2}{2\pi n_0 n_2},$$

где E и τ – энергия и длительность лазерного импульса; n_0 – линейный показатель преломления. В связи с этим для сжатия наноджоульных фемтосекундных лазерных импульсов используются твердотельные (кварцевые, сте-

клянные) световоды с нелинейным показателем преломления n_2 в диапазоне $10^{-15} - 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [4]. В газовых средах нелинейный показатель преломления можно варьировать посредством выбора состава и давления в достаточно широких пределах (нелинейный показатель преломления пропорционален давлению газа). Использование легких инертных газов (гелий, неон) с малым значением приведенного нелинейного показателя преломления ($\sim 10^{-20} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$) дало возможность осуществить компрессию фемтосекундных лазерных импульсов с энергией до 10 мДж и получить импульсы субтераваттной мощности [5]. В тяжелых инертных газах (криптон, ксенон) с приведенным нелинейным показателем преломления $\sim 10^{-18} \text{ см}^2 \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ при давлениях 10 – 100 атм проведено сжатие импульсов в диапазоне энергий 0.1 – 1 мДж [6]. При переходе в микроджоульный диапазон энергий для сжатия лазерных импульсов уже требуются газовые среды с давлением, превышающим 100 атм, использование которых создает проблемы с изготовлением и эксплуатацией компрессора. В связи с этим привлекает внимание использование ксенона в сверхкритическом состоянии в качестве нелинейной среды компрессора.

Ксенон при температуре выше критической (16.7 °С) и давлении выше критического (58.4 атм) переходит в состояние сверхкритической жидкости, в котором его плотность и, соответственно, нелинейный показатель преломления при незначительном изменении давления меняются в широких пределах (вплоть до величины n_2 в плавленом кварце) (рис.1) [7]. Это открывает возможности создания компрессора микроджоульных импульсов при давлении, не превышающем 100 атм.

В последние годы проведены исследования по генерации широкополосного излучения при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в полном волноводе, заполненном ксеноном в сверхкритическом состоянии [8, 9]. Экспериментально исследована генерация суперконтинуума при фокусировке лазерного излучения в камеру с таким ксеноном [10]. Однако экспериментальные данные о компрессии импульса, спектрально уширенного в сверхкритическом ксеноне, отсутствуют.

Целью настоящей работы было создание компрессора фемтосекундных лазерных импульсов с энергией, не превышающей 10 мкДж, на основе эффекта уширения

Н.В.Диденко, А.В.Конященко, Л.Л.Лосев, В.С.Пазюк. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: llosev@mail.ru

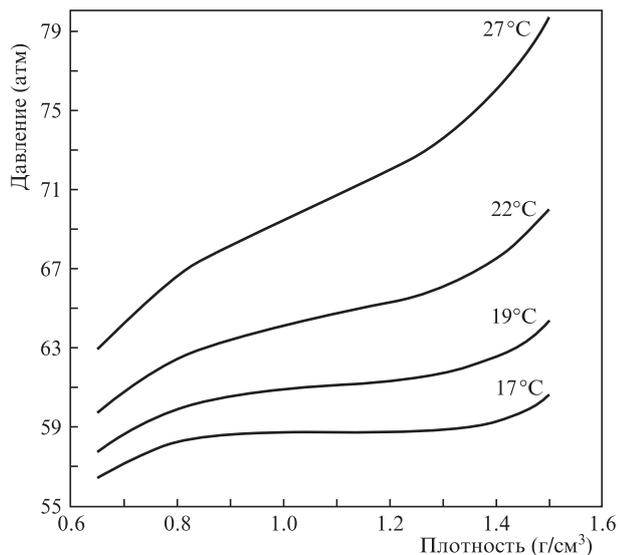


Рис.1. Связь плотности и давления в сверхкритическом ксеноне при разных температурах. Зависимости построены на основе данных из работы [7].

спектра при фазовой самомодуляции в сверхкритическом ксеноне.

2. Длительность импульса на выходе световода

При нелинейной фазовой самомодуляции в средах с высокой плотностью, к которым можно отнести сверхкритический ксенон, необходимо учитывать процесс дисперсионного расплывания импульса во времени. Увеличение длительности chirпированного импульса на выходе нелинейной среды требует использования оптических элементов с большим значением отрицательной дисперсии для реализации сжатия chirпированного импульса, что может представлять определенные трудности. Это становится особенно критичным при использовании chirпированных зеркал в качестве элемента с отрицательной дисперсией. Поскольку размеры зеркала ограничивают количество возможных отражений от его поверхности, а вместе с этим и суммарную величину отрицательной дисперсии, вносимой зеркалом, то при создании компрессора длительность chirпированного импульса на входе во временной компрессор желательно оценивать достаточно простыми формулами.

Рассмотрим процесс распространения без потерь импульса с энергией E и длительностью τ в световоде постоянного сечения площадью S , заполненном средой с нелинейным показателем преломления n_2 . Из (1) можно получить уравнение для изменения ширины спектра импульса:

$$\frac{d\Delta}{dz} = \frac{2\pi n_2 \Delta_0}{\lambda} \frac{E}{S\tau}. \quad (2)$$

В процессе распространения происходит дисперсионное расплывание импульса, которое описывается уравнением [11]

$$\frac{d\tau}{dz} = \beta\Delta, \quad (3)$$

где β – коэффициент дисперсии групповых скоростей.

Из уравнений (2) и (3) можно получить следующее выражение, связывающее длительность и ширину спектра импульса:

$$\tau = \tau_0 \exp \left[\frac{\beta \lambda \Delta_0 S}{4\pi n_2 E} \left(\frac{\Delta^2}{\Delta_0^2} - 1 \right) \right], \quad (4)$$

где τ_0 – длительность импульса на входе в нелинейную среду. Это выражение будет использоваться в дальнейшем при анализе экспериментальных результатов.

3. Экспериментальная установка

Исследовалось сжатие фемтосекундных импульсов иттербиевого лазера ТЕТА (Авеста, Россия). Длительность импульса составляла 300 фс, длина волны излучения – 1030 нм, ширина спектра импульса – 6 нм, частота следования импульсов – 3 кГц. Пространственное распределение интенсивности по сечению пучка было близко к гауссову. Энергия импульса варьировалась поляризационным ослабителем, состоящим из полуволновой фазовой пластины и поляризационной призмы Глана–Френеля, которая была установлена перед линзой, фокусирующей излучение в ячейку со сверхкритическим ксеноном. Оптическим световодом служил кварцевый капилляр. Эксперименты проводились с капиллярами двух типов: длиной 60 см с внутренним диаметром 150 мкм и длиной 12 см с внутренним диаметром 100 мкм. На выходе капилляра излучение коллимировалось линзой и направлялось во временной компрессор из двух chirпированных зеркал. Длительность сжатого импульса измерялась автокоррелятором ASF-15 (Авеста).

Для получения ксенона в сверхкритическом состоянии он конденсировался в охлаждаемом сосуде, из которого затем подавался в ячейку с капилляром. Давление ксенона при проведении экспериментов составляло 62 атм при температуре 23 °С, что соответствует плотности сверхкритического ксенона 0.7 г/см³.

4. Обсуждение результатов

Фокусировка лазерного излучения в капилляр диаметром 150 мкм осуществлялась линзой с фокусным расстоянием $f = 40$ см, в капилляр диаметром 100 мкм – линзой с $f = 25$ см. При этом обеспечивалась максимальная эффективность ввода энергии в капилляр, в обоих случаях составлявшая 80%. Измерение зависимости пропускания обоих капилляров, заполненных ксеноном, от энергии входного лазерного импульса показало, что их пропускание начинает резко падать, когда энергия превышает 8 мкДж (рис.2). Начало падения пропускания капилляра при разных значениях интенсивности излучения в нем и одной и той же мощности связано с превышением критической мощности самофокусировки. Исходя из измеренного значения критической мощности, был рассчитан нелинейный показатель преломления n_2 сверхкритического ксенона, который в данном случае составил $(3-4) \times 10^{-17}$ см²/Вт.

На рис.3 представлены спектры излучения на выходе капилляров, снятые при энергии импульса лазерного излучения 8 мкДж. Видно, что ширины спектров близки и составляют около 100 нм. При этом глубина модуляции спектра меньше у капилляра с диаметром 150 мкм и длиной 60 см. Снижение глубины модуляции и рост постоян-

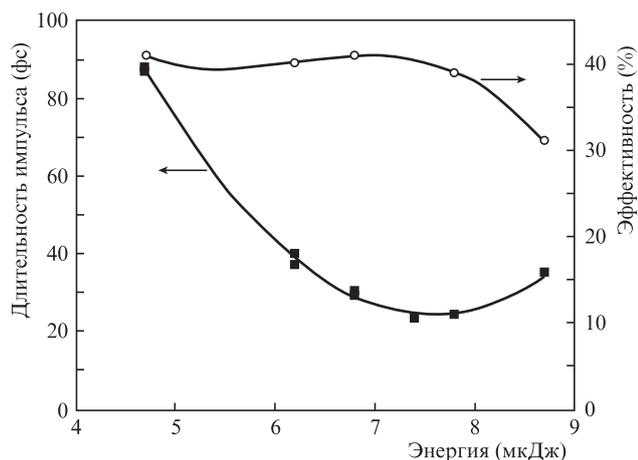


Рис.2. Зависимости длительности сжатого импульса и энергетической эффективности от энергии лазерного импульса на входе в капилляр с внутренним диаметром 100 мкм.

ной составляющей в спектре характерны для процессов фазовой самомодуляции, в которых заметное влияние оказывает дисперсионное расплывание импульса. Расчеты показали, что минимальная длительность импульса (в случае равенства фаз спектральных компонент) с соответствующим спектром составляет 21 фс для капилляра диаметром 150 мкм и 22 фс для капилляра диаметром 100 мкм.

Временная компрессия chirпированных импульсов, выходящих из ячейки с ксеноном, осуществлялось при прохождении импульсом многопроходной системы из двух chirпированных зеркал. Использовались зеркала Luaytec диаметром 25 мм с отрицательным коэффициентом дисперсии групповой задержки $D = -100 \text{ фс}^2$ на одно отражение. При диаметре коллимированного светового пучка около 1 мм удавалось осуществить 12 отражений на каждом зеркале (всего 24 отражения) без потери мощности.

В схеме с капилляром диаметром 150 мкм и длиной 60 см полное сжатие chirпированного импульса не было достигнуто. Наблюдалось постоянное уменьшение длительности сжимаемого импульса при увеличении числа отражений от chirпированных зеркал. При максимально возможном числе отражений длительность сжатого импульса составила ~ 100 фс. Неполную компрессию

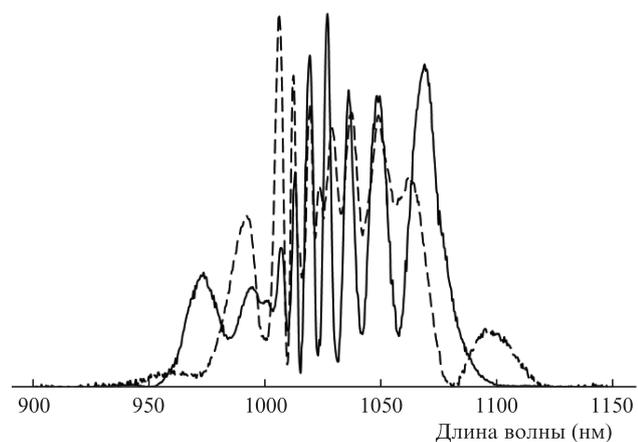


Рис.3. Спектры импульса на выходе капилляра с внутренним диаметром 100 мкм (сплошная кривая) и 150 мкм (штриховая кривая).

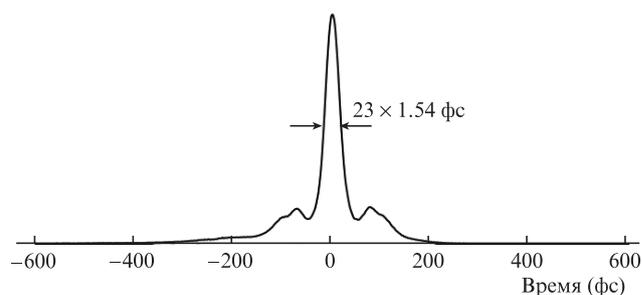


Рис.4. Автокорреляционная функция сжатого импульса в схеме с капилляром с внутренним диаметром 100 мкм.

можно объяснить недостаточной величиной отрицательной дисперсии, вносимой chirпированными зеркалами. Приведенные ниже оценки подтверждают это предположение.

Используя (4) и параметры $\beta = 15 \text{ фс}^2/\text{мм}$ [12], $\lambda = 1030 \text{ нм}$, $\Delta_0 = 0.011 \text{ фс}^{-1}$ (что соответствует 6 нм), $\Delta = 0.18 \text{ фс}^{-1}$ (100 нм), $n_2 = 3 \times 10^{-17} \text{ Вт}/\text{см}^2$, $\tau_0 = 300 \text{ фс}$, $E = 6 \text{ мкДж}$, получим, что в капилляре с внутренним диаметром 100 мкм (диаметр основной моды 60 мкм) длительность импульса увеличивается с 300 фс на входе до 420 фс на выходе, а в капилляре диаметром 150 мкм – до 620 фс. Следовательно, поскольку для сжатия таких импульсов на chirпированных зеркалах число отражений определяется выражением $N \approx \tau/\Delta$, то для капилляра диаметром 100 мкм необходимо обеспечить 24 отражения от имеющихся в наличии chirпированных зеркал, а для капилляра диаметром 150 мкм – 34 отражения. В данном эксперименте это условие для капилляра диаметром 150 мкм не выполнялось.

Наиболее короткие сжатые импульсы были получены при использовании капилляра диаметром 100 мкм. В оптимальном режиме число отражений от chirпированных зеркал составило 22. На рис.2 показана зависимость длительности сжатого импульса от энергии лазерного импульса на входе в капилляр. Минимальная длительность импульса составила 23 фс (в предположении формы импульса sech^2). Автокорреляционная функция сжатого импульса представлена на рис.4. Измерения показали, что в центральном пике содержится $\sim 65\%$ энергии импульса. Появление низкоинтенсивных крыльев импульса обусловлено отличием частотного chirпа, возникающего в процессе фазовой самомодуляции, от линейного на фронтах импульса [13].

Контраст импульса может быть повышен путем генерации в кристалле второй гармоники. При этом появляется также возможность дополнительного (примерно двукратного) сжатия импульса [14].

5. Заключение

Итак, в результате проведенных исследований был создан компрессор фемтосекундных лазерных импульсов на сверхкритическом ксеноне. Импульсы излучения иттербиевого лазера с длительностью 300 фс и энергией 7–8 мкДж сжаты до 23 фс с эффективностью 40% за счет уширения спектра в ксеноне с давлением 62 атм (плотность $0.7 \text{ г}/\text{см}^3$ при температуре 22°C).

Отметим также, что использование короткого (12 см) капилляра позволило создать ячейку с ксеноном малого объема ($\sim 5 \text{ см}^3$) длиной 20 см. Вместе с компрессором на chirпированных зеркалах (расстояние между зеркалами

~10 см) вся система в целом является достаточно компактной и безопасной в эксплуатации.

1. Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2793 (1996).
2. Pinault S.C., Potasek M.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 1318 (1985).
3. Xia J., Altucci C., Amoroso S., Bruzzese R., Velotta R., Wang X. *Opt. Express*, **16**, 3527 (2008).
4. Lako S., Seres J., Apai P., Balazs J., Windeler R.S., Szipocs S. *Appl. Phys. B*, **76**, 267 (2003).
5. Bohman S., Suda A., Kaku M., Nurhuda M., Kanai T., Yamaguchi S., Midorikawa K. *Opt. Express*, **16**, 10684 (2008).
6. Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **41**, 989 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 989 (2011)].
7. Sifner O., Klomfar J. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **23**, 63 (1994).
8. Azhar M., Joly N.Y., Travers J.C., Russel P.St.J. *Appl. Phys. B*, **112**, 457 (2013).
9. Hasan I., Akhmediev N., Chang W. *Opt. Lett.*, **41**, 5122 (2016).
10. Mareev E., Bagratashvili V., Minaev N., Potemkin F., Gordienko V. *Opt. Lett.*, **41**, 5760 (2016).
11. Херман Й., Вильгельми Б. *Лазеры сверхкоротких световых импульсов* (М.: Мир, 1986).
12. Bideau-Mehu A., Guern Y., Abjean R., Johannin-Gilles A. *J. Quantum Spectrosc. Rad. Transfer*, **25**, 395 (1981).
13. Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Теняков С.Ю. *Квантовая электроника*, **42**, 231 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 231 (2012)].
14. Диденко Н.В., Конященко А.В., Кострюков П.В., Лосев Л.Л., Пазюк В.С., Теняков С.Ю., Брюханов В.В. *Квантовая электроника*, **46**, 675 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 675 (2016)].