

Управление дисперсией входного каскада SULF*

Шуай Ли, Чен Ван, Яньци Лю, И Сюй, Чженчжен Лю, Цзюнь Лу, Яньянь Ли,
Синьянь Лю, Чжаоян Ли, Юйсинь Лэн, Жусинь Ли

С целью управления дисперсией входного каскада Шанхайской лазерной установки для генерации ультракоротких импульсов сверхвысокой интенсивности (SULF, Shanghai Super-intense Ultrafast Laser Facility) – крупномасштабного проекта, направленного на получения лазерных импульсов с мощностью 10 ПВт, используется дополнительный стретчер на основе пары гризм (комбинация призмы и дифракционной решетки). Стретчер расположен между оффнеровским стретчером триплетного типа и регенеративным усилителем для уменьшения дисперсии высших порядков, вносимой оптическими материалами на стадии усиления. Юстировку гризмы можно осуществить путем контроля распределения поля в дальней зоне ее выходного пучка. Энергия импульса входного каскада достигает 7 Дж при частоте следования импульсов 1 Гц. Экспериментальные результаты показывают, что импульс может быть сжат до длительности 22.4 фс, а спектральное искажение по всему спектру может составить менее 2.25 рад.

Ключевые слова: компрессия импульса, компенсация дисперсии, гризма.

1. Введение

Метод усиления chirпированных импульсов (CPA) и его аналог – метод параметрического усиления chirпированных импульсов (OPCPA) – используются для генерации лазерных импульсов высокой интенсивности и ультракороткой длительности [1–3]. Лазерные системы со сверхвысокой пиковой мощностью импульса весьма полезны для ряда фундаментальных исследований, включая ускорение заряженных частиц (электронов и протонов) и создание источников фотонов высоких энергий (рентгеновского и гамма-излучения) [4]. Основной принцип работы указанных методов состоит в растяжении задающего импульса во временной области и его сжатии до первоначальной длительности после усиления. Это повышает эффективность вывода и снижает риск повреждений, вызванных нелинейными эффектами на стадии усиления. В 1999 г. в Национальной Ливерморской лаборатории им. Лоуренса (LLNL, США) была построена первая петаваттная лазерная CPA-система на неодимовом стекле [5].

* Перевел с англ. В.Л.Дербов.

Shuai Li. Chinese Academy of Sciences, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai 201800, China; University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China

Cheng Wang, Yanqi Liu, Yi Xu, Zhengzheng Liu, Jun Lu, Yanyan Li, Xingyan Liu. Chinese Academy of Sciences, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai 201800, China

Zhaoyang Li. Osaka University, Institute of Laser Engineering, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871, Japan

Yuxin Leng, Ruxin Li. Chinese Academy of Sciences, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai 201800, China; IFSA Collaborative Innovation Center, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China; e-mail: lengyuxin@mail.siom.ac.cn, ruxinli@mail.shenc.siom.ac.cn

В 2003 г. в Японском центре передовых фотонных исследований (APRC) был впервые получен лазерный импульс с мощностью 0.85 ПВт и длительностью 33 фс [6]. С тех пор началась и продолжается глобальная гонка по строительству лазерных систем петаваттной и более высокой мощности с длительностью импульса в несколько десятков фемтосекунд. В фемтосекундных петаваттных лазерных системах, строительство которых недавно завершено или все еще продолжается [7–9], компенсация дисперсии высших порядков остается узким местом на пути получения импульса, близкого к спектрально-ограниченному (FTL), что могло бы еще больше увеличить пиковую интенсивность лазерных систем. Управление дисперсией чрезвычайно важно для таких систем со сверхвысокой мощностью [10].

В общем случае влияние дисперсии высших порядков можно частично сбалансировать внесением соответствующей отрицательной дисперсии третьего порядка, что позволяет уменьшить длительность импульса [11]. На основе этой теории на нашей титан-сапфировой лазерной системе мощностью 2.0 ПВт, разработанной в Шанхайском институте оптики и точной механики (SIOM), в 2013 г. была получена длительность сжатого импульса 26 фс [9]. Однако такой импульс не был настолько близок по форме к спектрально-ограниченному, насколько это возможно. Дисперсию групповой скорости (GVD) легко свести к нулю, однако дисперсия третьего и четвертого порядков не была полностью скомпенсирована. Для сжатия импульсов в лазерных системах широко используются такие элементы, как акустооптический программируемый дисперсионный фильтр (AOPDF) [12] и деформируемое зеркало [13]. AOPDF имеет широкий диапазон групповых задержек, превышающий 3 пс. С помощью данного элемента ультракороткому импульсу можно придавать произвольные фазовый и амплитудный профили. Однако, как правило, остаточная фаза в петаваттной CPA-системе оказывается вне компенсирующего диапазона AOPDF, имеющего, к тому же, низкий порог оптической прочно-

сти. Достоинством деформируемого зеркала является возможность плавной регулировки модуляции фазы при низких потерях (коэффициент отражения 97%) и сравнительно высокая плотность приводов, хотя динамический диапазон зеркала весьма ограничен.

Для компрессии лазерных импульсов с длиной волны 800 нм и компенсации материальной дисперсии эффективно использовались отражающие гризмы. Гризма – комбинация дифракционной решетки и призмы (grating + prism). Для пары гризм дисперсия групповой скорости и дисперсия четвертого порядка отрицательны, тогда как знак дисперсии третьего порядка зависит от конструкции [14]. Дополнительная степень свободы гризменного компрессора – наклон призмы по отношению к плоскостям дифракционных решеток [15]. Такие компрессоры можно согласовать для компенсации дисперсии объемных/волоконных стретчеров (и/или лазерных усилителей) до четвертого порядка, их остаточная фаза ограничена, главным образом, пятым порядком. Несмотря на это диспергирующая система с малым коэффициентом растяжения не подходит для лазерных систем сверхвысокой мощности, т.к. в них коэффициент растяжения обычно превышает 10000.

В 2015 г. нами был продемонстрирован экономичный метод пассивной компенсации дисперсии, полностью сводящий на нет дисперсию групповой скорости, а также дисперсию третьего и четвертого порядков за счет введения пары гризм в стандартную систему усиления chirpированных импульсов между стретчером и компрессором в 200-тераваттной лазерной системе [16]. Длительность импульса была снижена до 28 фс, а искажение фазы по спектру было уменьшено до 4 рад. Из-за ошибок изготовления и юстировки диспергирующих компонентов экспериментально полученная длительность импульса оказалась в 1.3 раза больше расчетной, а искажение фазы по спектру было на 3 рад больше теоретически предсказанного значения.

В настоящей работе с целью управления дисперсией входного каскада Шанхайской лазерной установки для генерации ультракоротких импульсов сверхвысокой интенсивности (SULF), основанной на CPA-методе излучения титан-сапфирового лазера, мы использовали для уменьшения дисперсии высших порядков, вносимой оптическими материалами, пару гризм. Юстировка гризменной пары осуществлялась путем контроля картины поля в дальней зоне выходного пучка. Эта картина дает двумерную информацию о нескомпенсированной угловой дисперсии. Осуществлена экспериментальная проверка компенсации дисперсии во входном каскаде.

2. Исходные данные и моделирование

В лазерной установке использована двойная CPA-архитектура. Первый CPA-каскад – это коммерческая лазерная CPA-система (Astrella, Coherent Inc.), излучающая импульсы с энергией на уровне 95 мкДж, длительностью менее 30 фс и частотой следования 1 кГц. Импульсы инжектируются в устройство очистки импульсов на основе генерации кросс-поляризованной волны [17, 18]. Спектральная ширина очищенных импульсов, превышающая 65 нм (на уровне половины максимума), позволяет поддерживать длительность импульсов менее 15 фс. Очищенные импульсы с энергией 10 мкДж растягиваются при мерно до 2 нс оффнеровским стретчером триплетного типа

с позолоченной дифракционной решеткой 1480 штр./мм (Jobin Yvon, Inc.). Стретчер имеет восьмипроходную конфигурацию. Радиусы кривизны вогнутого и выпуклого зеркал равны 1600 и 800 мм соответственно. Угол падения составляет 50° , а решетка удалена от центра сферы на 300 мм. В действительности стретчер не свободен от аберраций, когда решетка не совпадает с центром изображающей системы, но при больших радиусах кривизны вогнутого зеркала аберрации стретчера малы.

Растянутый стретчером импульс усиливается регенеративным усилителем. В схему регенеративного усилителя вводится спектральный формирователь для предотвращения сужения спектра усиления и предварительной компенсации спектрального сдвига в красную сторону в последующих усилительных каскадах. После регенеративного усилителя лазерный пучок проходит через две ячейки Поккельса 5046D (FastPulse Inc.), частота следования меняется и становится равной 1 Гц. После трех каскадов усиления лазерный импульс усиливается до 7 Дж. Для проверки возможности сжатия импульса после третьего усилителя установлен прекомпрессор. Он имеет двухпроходную конфигурацию, включающую две дифракционные решетки (1480 штр./мм) с золотым покрытием (Jobin Yvon Inc.). Размер первой решетки 165 × 220 мм, второй – 190 × 350 мм. Из-за материальной дисперсии, вносимой оптическими материалами на стадии усиления, решеточный компрессор и стретчер недостаточно хорошо согласованы, для того чтобы обеспечить плоскую спектральную зависимость фазы по всей ширине спектра. В табл.1 указаны длины оптических материалов, использованных в лазерной системе. Основной вклад в дисперсию вносят кристаллы титан-сапфира и KD^*P . Дисперсия, вносимая оптическими материалами, рассчитывалась по формуле Селмейера [19, 20]. Постоянные дисперсии второго, третьего и четвертого порядков равны $1.2217 \times 10^5 \text{ фс}^2$, $9.7637 \times 10^4 \text{ фс}^3$ и $-4.2483 \times 10^4 \text{ фс}^4$ соответственно.

Чтобы сбалансировать спектральную фазу, в петаваттную лазерную систему вводится двухпроходная гризменная пара для компенсации остаточной дисперсии до четвертого порядка. Гризмы вставляются между стретчером и регенеративным усилителем. Расстояние между решеткой и призмой, как правило, невелико и оказывает пренебрежимо малое воздействие на спектральную фазу. Конфигурация и расположение гризм показаны на рис1. Для обеспечения отрицательной дисперсии используется антисимметрично расположенная пара гризм. Параметр L_{in} , так называемая величина ввода [21], представляет собой расстояние от вершины до места, где лазерный пучок входит в первую гризму, а L_x – величина ввода для центральной длины волны на второй гризме. Ретрорефлектор посылает пучок назад по тому же пути, но на другой высоте. Самодельная пара гризм состоит из двух дифракционных решеток размером 50 × 50 мм (решетки Ричард-

Табл.1. Длины оптических материалов.

Материал	Длина (мм)	Материал	Длина (мм)
K9	20	ПК	543.4
ТГГ	40	е-сапфир	1016
е-кальцит	80	KD^*P	960

Обозначения: ТГГ – тербий-галлиевый гранат, е-кальцит и е-сапфир означают дисперсию вдоль необыкновенной оси кристалла, ПК – плавленый кварц, KD^*P – дейтерированный дигидрофосфат калия.

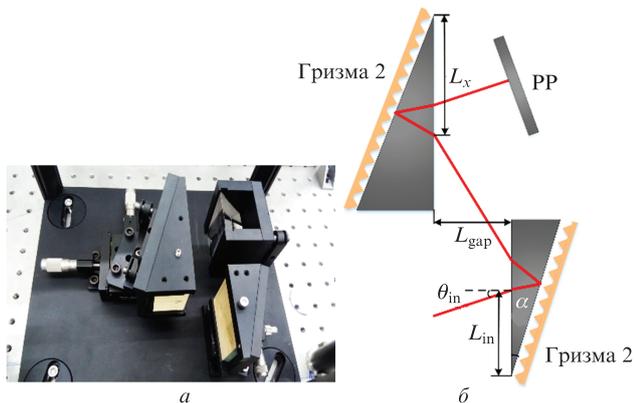


Рис.1. Фотография пары гризм лазерной системы (а) и схема расположения гризм (б):

PP – уголкового отражатель (ретрорефлектор); θ_{in} – угол падения пучка; L_{in} – величина ввода; L_{gap} – расстояние между гризмами; L_x – величина ввода для центральной длины волны.

сона), двух призм SF11 с антиотражающим покрытием, имеющих гипотенузы 50 и 80 мм соответственно, и самодельной прямоугольной призмы N-ВК7 с антиотражающим покрытием, имеющей гипотенузу 50 мм. В нашей конструкции использовались следующие параметры: угол при вершине призмы $\alpha = 20^\circ$, величина ввода $L_{in} = 20$ мм, величина ввода второй призмы $L_x = 40$ мм, решетка 300 штр./мм, расстояние между гризмами $L_{gap} = 40$ мм. Функция пары гризм состоит в том, чтобы корректировать дисперсию высших порядков, в особенности четвертого. Дисперсия гризм может перестраиваться путем выбора угла падения и расстояния между гризмами.

Для некоторого заданного угла падения спектральная фаза гризменной пары может быть рассчитана методом трассировки лучей [22]. Затем мы выбираем угол падения и расстояние между решетками компрессора. Они должны быть такими, чтобы погасить вклады дисперсии второго и третьего порядков в лазерной системе. Оптимальный угол дифракции и наклонное расстояние между решетками на центральной длине волны таковы [23]:

$$\beta_c = \sin^{-1} \left[\frac{\sqrt{4B^2 + (\lambda_0/d)^2} - \lambda_0/d}{2B} \right], \quad (1)$$

$$L_c = \frac{2\pi c^2 d^2 \cos^2 \beta_c}{\lambda_0^3} (\varphi_2^S + \varphi_2^G + \varphi_2^M). \quad (2)$$

Здесь

$$B = -1 - \frac{2\pi c}{3\lambda_0} \frac{\varphi_3^S + \varphi_3^G + \varphi_3^M}{\varphi_2^S + \varphi_2^G + \varphi_2^M}, \quad (3)$$

d – период решетки; λ_0 – центральная длина волны; c – скорость света в вакууме; φ_2 и φ_3 – дисперсионные члены второго и третьего порядков; верхние индексы S, G и M обозначают стретчер, гризмы и оптический материал усилителя.

Можно рассчитать остаточную дисперсию четвертого порядка (ОДЧП) системы и оценить, равняется ли она нулю. На рис.2 показана ОДЧП как функция угла падения пучка на гризмы. При угле падения $\theta_{in} = -0.44^\circ$ ОДЧП почти равна нулю, что означает возможность полной компенсации дисперсии групповой скорости, дисперсии

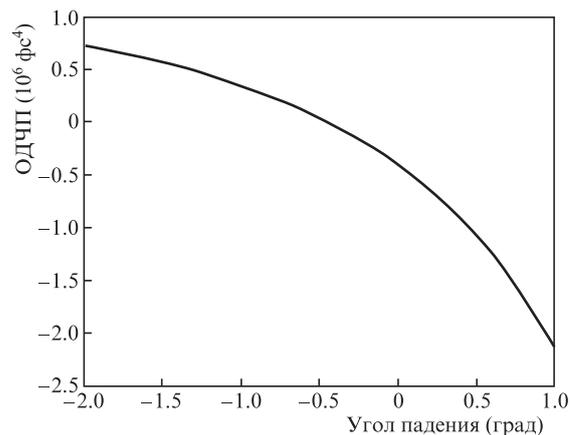


Рис.2. Остаточная дисперсия четвертого порядка в зависимости от угла падения пучка на гризмы.

третьего и четвертого порядков во входном каскаде. Из рис.2 следует, что ОДЧП очень чувствительна к углу падения. В этом случае угол падения и расстояние между решетками компрессора равны 50.63° и 2436 мм соответственно. Вообще говоря, юстировка гризменной пары предельно важна: ее малейшая непараллельность вносит угловой чирп и увеличивает размер фокального пятна.

3. Юстировка гризм

Для точной юстировки гризменной пары используется метод мониторинга поля в дальней зоне излучения [24]. Экспериментальная конфигурация показана на рис.3. Входящий пучок с энергией 5.4 мкДж и диаметром 6 мм после стретчера вводится в гризменную пару зеркалом 31 и проходит через гризмы 1 и 2. Между гризмой 2 и уголкового отражателем помещается маска с отверстиями, чтобы получить две узкополосные спектральные компоненты. Уголкового отражателя направляет лазерный пучок точно назад, но на другой высоте. Затем оба пучка снова объединяются в один и отражаются зеркалом 32. Выходной пучок фокусируется линзой с фокусным расстоянием 1500 мм. В фокальной плоскости линзы располагается ПЗС-камера BeamGage (Ophir Photonics). В отсутствие ошибок юстировки фокальные пятна пучков двух спектральных компонент должны совпадать друг с другом.

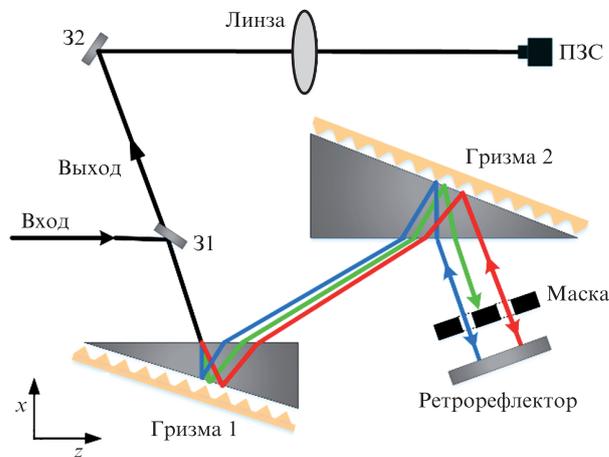


Рис.3. Оптическая установка для юстировки пары гризм (вид сверху); 31 и 32 – зеркала. Приходящий и выходной пучки не перекрываются в направлении оси u .

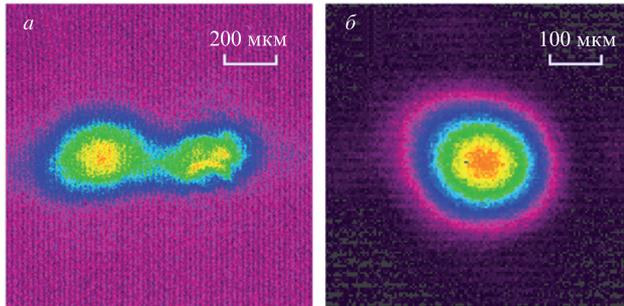


Рис.4. Картины выходного пучка в фокальной плоскости при наличии ошибок юстировки (*a*) и после их исправления (*б*).

Однако если гризму 2 слегка повернуть вокруг оси x или z относительно гризмы 1, то фокусы пучков двух компонент будут разнесены в направлении оси y . Если гризму 2 повернуть вокруг оси y относительно гризмы 1, то фокусы пучков разойдутся в направлении оси x .

Параллельность гризменной пары может быть достигнута с помощью пошаговой процедуры. Гризменная пара устанавливается в свою геометрическую позицию, и гризма 2 вращается вокруг оси z так, что дифрагированный и проходящий пучки находятся в одной горизонтальной плоскости. Фокальное пятно выходного пучка показано на рис.4,*a*. Видно, что оно имеет удлиненную форму. Расстояние между двумя пятнами составляет примерно 500 мкм. Затем параллельность гризменной пары выставляется путем вращения гризмы 2 вокруг оси y (при этом гризма 1 фиксирована), пока фокальные пятна двух спектральных компонент на сольются в одно пятно (рис.4,*б*). Юстировка гризменной пары на этом может быть завершена. Диаметр фокального пятна равен 255 мкм, что составляет всего лишь 1.05 диаметра диска Эйри. Поскольку в реальности задающий импульс перед вводом в гризменную пару проходит через стретчер Оффнера, который обладает некоторой хроматической aberrацией (ею нельзя пренебречь), то получившееся фокальное пятно не идеально.

4. Результаты и их обсуждение

Прекомпрессор входного каскада функционировал в воздухе. Чтобы избежать нелинейных эффектов, вызванных распространением лазерного импульса в воздухе, лазерный пучок дважды отражался пластиной из плавленого кварца перед инъекцией в компрессор. Затем компрессор снова оптимизировался для получения как можно более короткого импульса. Для процедуры юстировки наиболее подходит метод, предложенный в работе [25]. Измеренная пропускная эффективность компрессора превысила 68%. Для измерения длительности импульса и спектральной фазы использовалась промышленная измерительная система Wizzler (Fastlite, France), на которую подавалась небольшая доля сжатого импульса; результаты измерений представлены на рис.5. Благодаря спектральному формирователю, входящему в состав регенеративного усилителя, ширина полосы сжатого импульса превышает 100 нм. Измеренная фаза (кривая 1 на рис. 5,*a*) является искаженной фазой импульсов, вносимой остаточной нескомпенсированной дисперсией высших порядков, которая составляет менее 2.25 рад. Кривая 2 представляет собой результат подгонки с использованием программного обеспечения Wizzler. Временной профиль

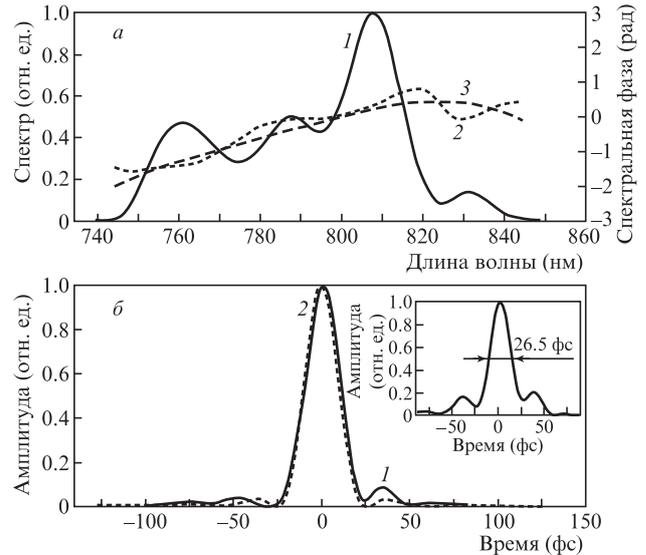


Рис.5. Характеристики сжатого импульса: входной спектр (1), измеренная фаза (2) и подгонка фазы (3) (*a*), а также временной профиль измеренного импульса (1) и спектрально-ограниченного импульса (2) (*б*). На вставке – временной профиль оптимального сжатого импульса без использования гризм.

сжатого импульса показан на рис.5,*б*. Типичная длительность сжатого импульса равна 22.4 фс (на уровне половины максимума), тогда как вычисленная длительность спектрально-ограниченного импульса (кривая 2) составляет 21.5 фс. У возвращаемого импульса имеются крылья, амплитуда которых не превышает 10%.

После юстировки проводились измерения долговременной стабильности длительности импульса. Результаты измерения длительности импульса для 100 выстрелов показаны на рис.6. Длительность импульса слегка колеблется со временем. Средняя длительность составляет 22.38 фс, а соответствующее стандартное отклонение – всего лишь 0.13 фс. Основными факторами, влияющими на длительность импульса, являются воздействие окружающей среды и точность прицеливания пучка. Остаточная нескомпенсированная дисперсия высших порядков может быть вызвана ошибками при расчетах дисперсии. Фактически дисперсия диэлектрических зеркал не определена. Кроме того, материальную дисперсию мы вычисляем с помощью формулы Селмейера. Однако последняя является эмпирической формулой, так что рассчитанная дисперсия материалов может отличаться от истинных значений. Указанные факторы влияют на точность вычислений.

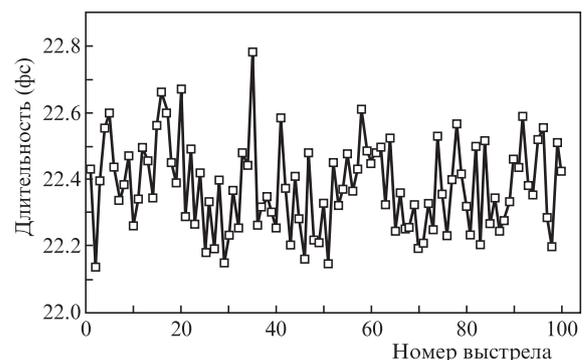


Рис.6. Изменение длительности импульса для 100 выстрелов.

С целью сравнения проводился другой эксперимент, в котором пара гризм убиралась, а компрессор снова оптимизировался для получения импульса наименьшей длительности. Вставка на рис.5,б иллюстрирует временной профиль сжатого импульса, типичная длительность которого составляет 26.5 фс на уровне половины максимума, а амплитуда крыльев возвращаемого импульса превышает 20%. Таким образом, эксперимент демонстрирует важность использования гризменной пары в составе входного каскада для получения импульса, близкого к спектрально-ограниченному.

5. Заключение

Использована пара гризм для компенсации дисперсии высших порядков, вносимой оптическими материалами при усилении chirпированных импульсов в титан-сапфировой лазерной системе. Юстировка гризм осуществлялась путем контроля картины поля в дальней зоне излучения пучка, выходящего из гризм, которая содержит двумерную информацию о нескомпенсированной угловой дисперсии. Прекомпрессор, собранный после усилителя, выдает лазерные импульсы с энергией 7 Дж и частотой следования 1 Гц. Экспериментальные результаты показывают, что длительность сжатого импульса сокращается до 22.4 фс, что составляет всего лишь 1.04 от длительности спектрально-ограниченного импульса, а остаточная фаза по ширине спектра не превышает 2.25 рад. Гризменная пара и метод ее юстировки будут весьма полезны для компенсации дисперсии лазерной системы SULF в будущем.

Работа поддержана Национальной Программой Фундаментальных Исследований Китая (грант № 2011CB808101), Национальным Фондом Естественных Наук Китая (гранты № 61521093, 61078037, 11127901, 11134010, 61205208 и 11204328).

1. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **55**, 447 (1985).
2. Dubietis A., Jonušauskas G., Piskarskas A. *Opt. Commun.*, **88**, 437 (1992).

3. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
4. Phuoc K.T., Cord, S., Thauray C., et al. *Nat. Photon.*, **6**, 308 (2012).
5. Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., et al. *Opt. Lett.*, **24**, 160 (1999).
6. Aoyama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H. *Opt. Lett.*, **28**, 1594 (2003).
7. Danson C., Hillier D., Hopps N., Neely D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **3** (1), e3 (2015).
8. Papadopoulos D.N., Zou J.P., Blanc C.L., Chériaux G., Georges P., Druon F., Mennerat G., Ramirez P., Martin L., Fréneaux A., Beluze A., Lebas N., Monot P., Mathieu F., Audebert P. *High Power Laser Sci. Eng.*, **4**, e34 (2016).
9. Chu Y., Liang X., Yu L., Xu Y., Xu L., Ma L., Lu X., Liu Y., Leng Y., Li R., Xu Z. *Opt. Express*, **21**, 29231 (2013).
10. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **44**, 393 (2014).
11. Sun Z., Chai L., Zhang Z., Wang C., Zhang W., Xie X., Huang X., Yuan X. *Opt. Laser Technol.*, **39**, 29 (2007).
12. Verluise F., Laude V., Cheng Z., Spielmann C., Tournois P. *Opt. Lett.*, **25**, 575 (2000).
13. Zeek E., Maginnis K., Backus S., Russek U., Murnane M., Mourou G., Kapteyn H., Vdovin G. *Opt. Lett.*, **24**, 493 (1999).
14. Gibson E.A., Gaudiosi D.M., Kapteyn H.C., Jimenez R., Kane S., Huff R., Durfee C., Squier J. *Opt. Lett.*, **31**, 3363 (2006).
15. Forget N., Grabielle S., Tournois P. *Proc. CLEO 2014* (San Jose, Cal.: OSA, 2014, SW1E.6).
16. Li Z., Wang C., Li S., Xu Y., Chen L., Dai Y., Leng Y. *Opt. Commun.*, **357**, 71 (2015).
17. Xu Y., Leng Y., Guo X., Zou X., Li Y., Lu X., Wang C., Liu Y., Liang X., Li R., Xu Z. *Opt. Commun.*, **313**, 175 (2014).
18. Jullien A., Albert O., Chériaux G., Etchepare J., Kourtev S., Minkovski N., Saltiel S.M. *Opt. Express*, **14**, 2760 (2006).
19. Ghosh G. *Appl. Opt.*, **36**, 1540 (1997).
20. <http://www.unitedcrystals.com/KDPPProp.html>.
21. Zheng J., Zacharias H. *Appl. Phys. B*, **96**, 445 (2009).
22. Dou T.H., Tautz R., Gu X., Marcus G., Feurer T., Krausz F., Veisz L. *Opt. Express*, **18**, 27900 (2010).
23. Kane S., Squier J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1237 (1997).
24. Liu F., Liu X., Wang Z., Ma J., Liu X., Zhang L., Wang J., Wang S., Lin X., Li Y., Chen L., Wei Z., Zhang J. *Appl. Phys. B*, **101**, 587 (2010).
25. Li S., Li Z., Wang C., Xu Y., Li Y., Leng Y., Li R. *Opt. Eng.*, **55**, 086105 (2016).