

Использование самомодуляции фазы для временного сжатия интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов

С.Ю.Миронов, В.Н.Гинзбург, И.В.Яковлев, А.А.Кочетков, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов, Ж.Муру

Выполнен теоретический анализ уширения спектра интенсивных chirпированных фемтосекундных импульсов в средах с кубической нелинейностью. Исследована возможность последующего временного сжатия таких импульсов с использованием квадратичного корректора фазы спектра. Применительно к лазерным пучкам петаваттного уровня мощности экспериментально продемонстрировано сокращение длительности импульса с 57 до 22 фс.

Ключевые слова: фемтосекундные лазерные импульсы, временная компрессия, самомодуляция фазы.

1. Введение

Современные знания и технологии позволили создать источники лазерного излучения с пиковой мощностью более 1 ПВт [1, 2]. Фокусировка такого излучения позволяет достигать рекордных (до 10^{22} Вт/см²) значений пиковой интенсивности [3]. Сверхмощные оптические импульсы находят применение при исследовании поведения вещества в сверхсильных световых полях, а также при ускорении элементарных частиц, вырывааемых полем из газовых и твердотельных мишеней [4]. Следующим шагом в применении сверхмощных лазеров может стать изучение нелинейных свойств вакуума и исследование процессов рождения электрон-позитронных пар [5]. С этой целью необходимо в значительной степени увеличить пиковую мощность лазерного излучения. Вполне очевидно, что для ее повышения необходимо наращивать энергию импульса и сокращать его длительность. Первый путь – затратный и требует развития технологий создания широкополосных лазерных усилителей с апертурой более 10 см и соответствующих источников оптической накачки. В то же время принято считать, что минимальная длительность лазерных импульсов петаваттного уровня мощности определяется полосой усиления активной лазерной среды, точностью согласования работы пары стретчер–компрессор, спектральной полосой отражения зеркал и дифракционных решеток.

Отметим, что в настоящее время экспериментаторам доступны импульсы петаваттного уровня мощности длительностью 27–30 фс [6, 7] и более, при этом интенсивность несфокусированного излучения составляет единицы ТВт/см². Такие длительности сверхмощного излучения могут быть значительно уменьшены методом допол-

нительного временного сжатия [8, 9]. Суть метода заключается в использовании эффекта самомодуляции фазы, возникающего при распространении интенсивных оптических импульсов в средах с кубической нелинейностью и приводящего к уширению спектра. Коррекция спектральной фазы такого излучения с помощью chirпированных зеркал приводит к значительному сокращению длительности импульсов [9, 10]. В качестве нелинейной среды применяют тонкие (~ 1 мм) пластины из стекла или кварца, а также прозрачные полимерные пленки [9, 11]. Фактически данный подход позволяет за счет использования пассивных элементов увеличить пиковую мощность фемтосекундного лазерного излучения в разы.

В настоящей работе рассмотрены вопросы влияния остаточной (нескорректированной) спектральной фазы на процессы уширения спектра фемтосекундных импульсов и их последующую временную компрессию. Представлены результаты экспериментов по уширению спектра и последующему временному сжатию части пучка петаваттного уровня мощности. Эксперименты выполнены на лазерном комплексе PEARL [12].

2. Влияние остаточной фазы на процесс уширения спектра в средах с кубической нелинейностью

Рассмотрим задачу об уширении спектра с последующей временной компрессией интенсивных (\sim ТВт/см²) фемтосекундных импульсов с частотной фазовой модуляцией. Частотная фазовая модуляция может быть обусловлена несогласованной работой системы стретчер–компрессор либо являться следствием технической невозможности полной корректировки фазы спектра [13].

Задача формулируется следующим образом. На входе в нелинейную среду имеется интенсивный лазерный импульс с фазовой модуляцией. Обозначим огибающую амплитуду электрического поля $A(t)$. Распространяясь в среде, импульс приобретает дополнительную нелинейную модуляцию фазы и его спектр уширяется. Модификация параметров импульса описывается квазиоптическим уравнением во втором приближении теории дисперсии [14]:

С.Ю.Миронов, В.Н.Гинзбург, И.В.Яковлев, А.А.Кочетков, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: Sergey.Mironov@mail.ru, efimkhazanov@gmail.com
G.Mourou. International Center for Zetta-Exawatt Science and Technology Ecole Polytechnique, Route de Saclay F-91128, Palaiseau cedex, France

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{k_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

$$A(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega. \quad (4)$$

где $\gamma = 3\pi k_0 \chi^{(3)} / (2n_0^2)$; u – групповая скорость; z – продольная координата $k_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega_0}$ – параметр дисперсии групповых скоростей; n_0 – линейная часть показателя преломления; k_0 – волновой вектор; $\chi^{(3)}$ – нелинейная восприимчивость. Влияние кубической поляризации характеризуется набранной нелинейной фазой (B -интегралом): $B = \gamma |A_{\max}|^2 L$, где L – длина среды, а A_{\max} – максимальное значение амплитуды поля. Отметим, что значения B -интеграла меньше единицы не приводят к заметному искажению спектра и в настоящей работе не рассматриваются.

Внешние квадратичные корректоры фазы спектра позволяют сократить длительность выходного импульса. Операция описывается следующим образом:

$$A_c(t) = F^{-1} \left(\exp \left(-\frac{i\alpha_{\text{opt}} \Omega^2}{2} \right) F(A_{\text{out}}(t, z = L)) \right). \quad (2)$$

Здесь F и F^{-1} – прямое и обратное преобразования Фурье; $A_{\text{out}}(t, z = L)$ – огибающая поля на выходе из нелинейной среды; Ω – отстройка от центральной частоты; α_{opt} – параметр, приводящий к наибольшей выходной пиковой мощности компрессированного импульса P_c . В такой записи отрицательный (положительный) знак параметра α_{opt} соответствует аномальной (нормальной) дисперсии групповой скорости фазовых корректоров.

Определим, как влияет спектральная фаза исходного импульса с $A(t, z = 0)$ на процессы уширения спектра и последующего временного сжатия с использованием квадратичных фазовых корректоров. С этой целью зададим спектр исходного импульса в следующем виде:

$$S(\Omega) = S_0 \exp \left[-2 \ln 2 \frac{\Omega^2}{\Omega_{\text{FWHM}}^2} - i\varphi(\Omega) \right]. \quad (3)$$

Здесь S_0 – амплитуда спектра; Ω_{FWHM} – ширина спектра по уровню $1/2$ интенсивности. Поскольку квадратичную составляющую фазы спектра всегда можно скорректировать оптическим компрессором, ограничимся рассмотрением остаточной фазы вида

$$\varphi(\Omega) = \frac{\beta}{6} \Omega^2 + \frac{\delta}{24} \Omega^4.$$

Во временной области такому спектру соответствует импульс с амплитудой

Для моделирования используется гауссов импульс со следующими параметрами: центральная длина волны 910 нм, длительность спектрально-ограниченного импульса $T_F = 57$ фс (FWHM), ширина спектра $\Omega_{\text{FWHM}} = 22$ нм (FWHM). В качестве нелинейного образца рассмотрим плоскопараллельную пластинку толщиной 0.5 мм из полиэтилентерефталата с параметром $k_2 = 120$ фс²/мм. Ограничимся рассмотрением диапазона изменения параметров $\beta \in [-7; 7] \times 10^4$ фс³, $\delta \in [-3; 3] \times 10^6$ фс⁴. В этом диапазоне только кубическая фазовая модуляция или только модуляция четвертой степени приводит к снижению пиковой интенсивности не более чем на 20%.

Характеризовать эффективность процесса увеличения пиковой мощности будем параметром $K = P_c / P_{\text{in}}$ (отношение пиковой мощности компрессированного импульса P_c к пиковой мощности исходного импульса P_{in}). Внешение спектральной фазовой модуляции приводит к искажению формы импульса, снижению пиковой интенсивности и, как следствие, к уменьшению значения накапливаемого B -интеграла. В связи с этим, для более корректного сравнения возможностей повышения пиковой мощности за счет уширения спектра и последующего временного сжатия, будем считать, что при изменении параметров β и δ накапливаемая нелинейная фаза остается постоянной благодаря увеличению энергии входного импульса. Для указанных диапазонов параметров β и δ энергия в импульсе должна быть увеличена не более чем в $1/0.8 = 1.25$ раза. На рис.1,а представлены значения K при реализации квадратичной коррекции фазы спектра (согласно (2)) при $B = 3.1$. При фиксированном значении B -интеграла наибольшее увеличение пиковой мощности наблюдается не для спектрально-ограниченного импульса на входе нелинейной среды, а для импульсов с частотной фазовой модуляцией при положительных значениях параметра δ и близких к нулю значениях параметра β . Несимметричная зависимость коэффициента усиления K от знака параметра δ характерна для сред с $\gamma > 0$ и $k_2 > 0$.

На рис.1,б представлена диаграмма распределения оптимального значения параметра квадратичной коррекции фазы спектра α_{opt} . Параметр оптимизировался для достижения наибольшей пиковой мощности после уширения спектра и коррекции квадратичной фазы спектра. Несмотря на то что диапазон изменения параметров β и δ достаточно большой, максимальное отклонение параметра α_{opt} не превышает 18% от среднего значения.

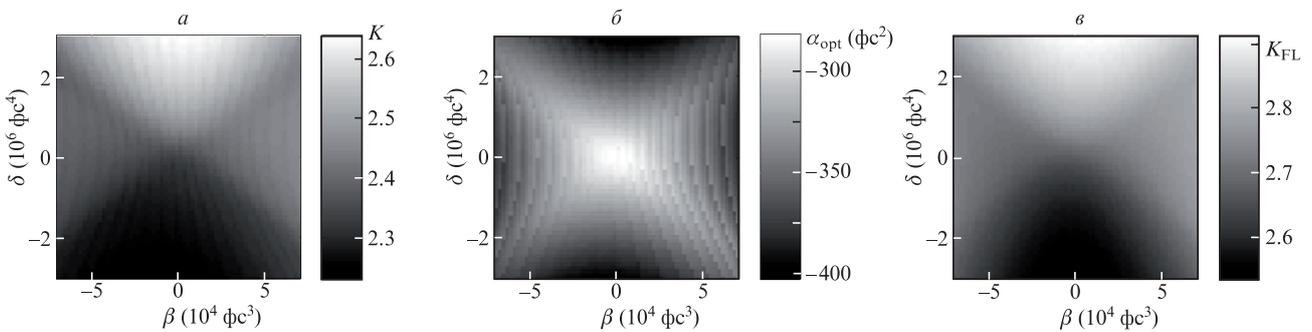


Рис.1. Диаграммы распределения коэффициента увеличения пиковой мощности после коррекции квадратичной фазы спектра K (а), оптимального параметра α_{opt} (б) и коэффициента увеличения пиковой мощности после полной коррекции фазы спектра K_{FL} от параметров β и δ (в).

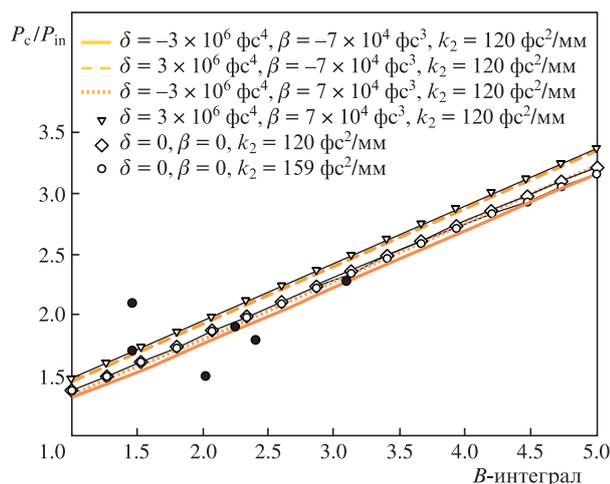


Рис.2. Расчетные зависимости увеличения пиковой мощности от B -интеграла при различных параметрах β , δ и k_2 (серые линии и светлые точки); черные точки – экспериментальные данные.

На рис.1,в представлена диаграмма K_{FL} коэффициента увеличения пиковой мощности при полной коррекции фазы спектра у прошедшего через нелинейную среду импульса, т.е. для спектрально-ограниченного импульса с $A_{out}(t)$. Сравнивая рис.1,а и в, нетрудно видеть, что полная коррекция фазы спектра дает незначительный выигрыш по увеличению пиковой мощности: 2.9 раза против 2.6. Следовательно, для экспериментальной реализации вполне достаточно ограничиться коррекцией только квадратичной составляющей фазы. Однако полная коррекция фазы спектра важна для улучшения временного профиля интенсивности и позволяет локализовать энергию импульса вблизи основного пика.

Важно отметить, что в рамках рассматриваемого приближения увеличение пиковой мощности K при фиксированных параметрах β и δ практически линейно зависит от B -интеграла, причем увеличение линейной дисперсии материала k_2 не меняет вида зависимости (рис.2). Аналогичное поведение зависимости K от B -интеграла наблюдалось при наличии в исходном импульсе только кубической фазы [15].

У данного метода повышения пиковой мощности существует ряд физических ограничений. Первое связано с оптическим пробоем проходного оптического элемента, который происходит из-за развития мелкомасштабной самофокусировки (ММСФ) при значениях B -интеграла, превышающих единицу. В работе [16] рассмотрен метод подавления ММСФ, применимый для излучения петаваттного уровня мощности. Второе ограничение связано с необходимостью учета инерционности нелинейного отклика кубической поляризации. Результатом проявления этого эффекта является зависимость групповой скорости от интенсивности, что приводит к укручению хвоста (фронта) импульса при $\gamma > 0$ ($\gamma < 0$), а в случае достаточных толщин нелинейной среды и к формированию ударной волны огибающей [14]. Как правило, такие эффекты имеют место для интенсивных импульсов с исходной длительностью 5–10 фс и не являются предметом рассмотрения настоящей работы.

3. Временное сжатие интенсивных импульсов с частотной фазовой модуляцией в эксперименте

Экспериментальные исследования процессов уширения спектра и последующего временного сжатия с применением чирпирующих зеркал были выполнены на субпетаваттном лазерном комплексе PEARL. В качестве нелинейной среды, в которой происходит самомодуляция фазы и, как следствие, уширение/модификация частотного спектра, использовался промышленный образец полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм. Выбор материала был обусловлен следующими факторами: неограниченной апертурой с точки зрения лазерных пучков (более 100 мм) при толщине образца менее 1мм; достаточно хорошим качеством для работы на просвет [11]; низкой стоимостью.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис.3. Диафрагма 1 вырезает область диаметром 20 мм из пучка с характерным размером 100 мм. Диафрагма использовалась для уменьшения размера лазерного пучка с целью последующего применения чирпирующих зеркал с апертурой 2 дюйма. (Отметим, что для практического ис-

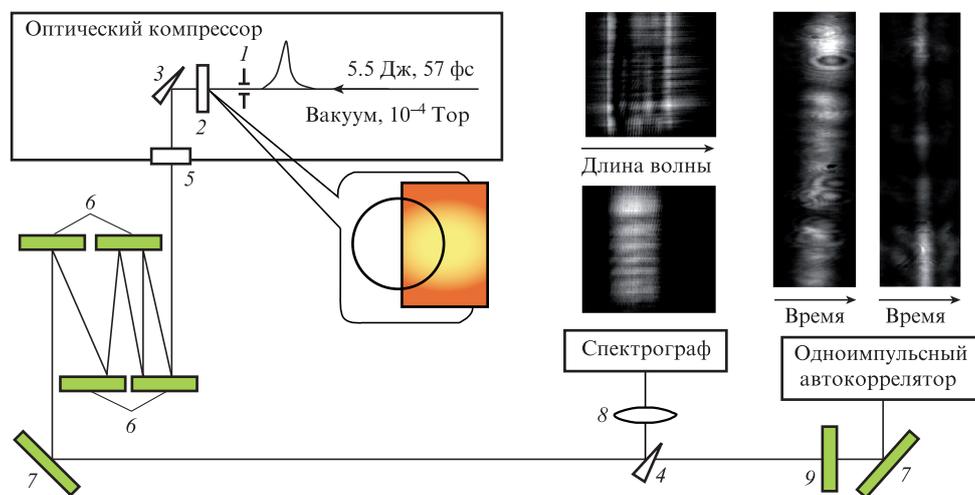


Рис.3. Схема эксперимента по реализации дополнительной временной компрессии: 1 – диафрагма диаметром 20 мм; 2 – плоскопараллельный образец полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм; 3, 4 – кварцевые клинья толщиной 1 мм; 5 – выходное окно компрессора из стекла марки К8 толщиной 4 мм; 6 – чирпирующие зеркала с аномальной дисперсией (-100 фс^2); 7 – диэлектрическое зеркало для отражения излучения под углом 45° ; 8 – сферическая линза; 9 – компенсатор дисперсии.

пользования данного метода диафрагма не нужна, а чирпирующие зеркала должны располагаться в вакууме.) Непосредственно за диафрагмой был размещен плоскопараллельный элемент из полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм, который частично перекрывал проходящий пучок. Для дальнейшего временного сжатия и контроля параметров оптический импульс ослаблялся в 100 раз благодаря отражению от передней поверхности клина 3. Спектр импульса измерялся с использованием спектрографа. Для измерения длительности применялся одноимпульсный автокоррелятор интенсивности. Поскольку пластик был размещен так, что перекрывал часть лазерного пучка, то в экспериментах была реализована возможность измерения за один «выстрел» спектра и автокорреляционной функции (АКФ) как исходного излучения, так и излучения, прошедшего через нелинейный образец и систему временного сжатия.

В экспериментах использовались лазерные импульсы со следующими параметрами: центральная длина волны 920 нм, энергия импульса 5.5 Дж, характерный размер пучка 100 мм. Распределение интенсивности в пучке квазиплоское с коэффициентом заполнения ~ 0.7 . Измеренный спектр и АКФ интенсивности исходного импульса представлены на рис.4,а, б сплошными линиями.

Важно отметить, что в эксперименте фаза спектра не измерялась. Задача о восстановлении фазы спектра по измеренному спектру и АКФ не может быть решена однозначно. В то же время влияние остаточной квадратичной фазы спектра на длительность сверхмощных импульсов

(без распространения в нелинейном образце) минимизировалась настройкой оптического компрессора. В связи с этим фазу спектра будем искать, как и в теоретической части работы, по формуле $\varphi(\Omega) = (\beta/6)\Omega^3 + (\delta/24)\Omega^4$. С использованием численных методов получено, что параметры $\beta = -6.91 \times 10^4 \text{ фс}^3$ и $\delta = -2.1 \times 10^4 \text{ фс}^4$ обеспечивают минимальное среднеквадратичное отклонение расчетной АКФ от измеренной (рис.4,б). Профиль импульса длительностью 57 фс, отвечающего такой фазе спектра, представлен на рис.4,в. Длительности измеренной и расчетной АКФ составляют 79 и 78 фс соответственно. В то же время длительность спектрально-ограниченного импульса (отвечает спектру на рис.4,а) равна 53 фс.

Оптический импульс, распространяясь в материальной среде (выходное окно компрессора толщиной 4 мм, воздушная трасса длиной 1 м, толщина клина 1 мм, дополнительный компенсатор дисперсии из плоскопараллельной пластины полиэтилентерефталата толщиной 1.5 мм) накапливает положительную частотную дисперсию групповой скорости. Линейные дисперсии k_2 материала окна (стекло К8), кварца КУ1 и воздуха составляют 33.8, 28.6 и $18 \times 10^{-3} \text{ фс}^2/\text{мм}$ соответственно для центральной длины волны 920 нм. Зависимости показателей преломления от длины волны для кварца и стекол взяты из работы [17], для воздуха – из [18]. Суммарная величина положительной дисперсии, набранной импульсом при распространении от нелинейного образца до измерителя длительности, составляла 362 фс^2 . Коррекция фазы спектра осуществлялась диэлектрическими чирпирующими зеркалами

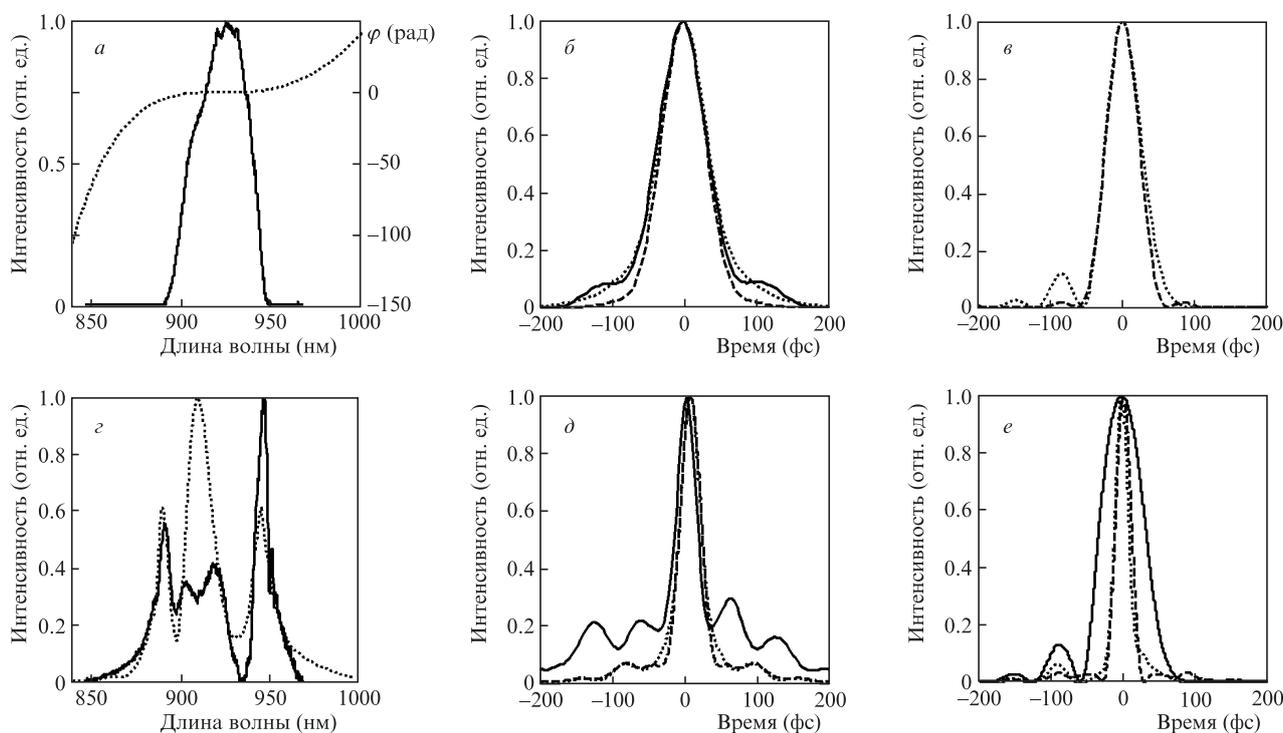


Рис.4. Спектры, АКФ и огибающие излучения перед нелинейным образцом (а–в) и за ним (г–е):

а – измеренный спектр (сплошная кривая) и полученная путем подбора спектральная фаза φ (пунктир), б – экспериментально измеренная АКФ интенсивности исходного импульса (сплошная кривая), вычисленная для спектрально-ограниченного импульса (штриховая кривая) и полученная путем подбора (пунктир), в – временные огибающие импульсы, полученные путем подбора (пунктир) и для спектрально-ограниченного импульса (штриховая кривая), г – экспериментальный спектр (сплошная кривая) и результат численного моделирования (пунктир), д – АКФ интенсивности сжатого импульса, полученного в эксперименте (сплошная кривая), импульса после коррекции спектральной фазы при $\alpha = -238 \text{ фс}^2$ (пунктир) и спектрально-ограниченного импульса, полученного на основе экспериментального спектра (штриховая кривая), е – профили импульсов, полученные численным моделированием на выходе нелинейной среды (сплошная кривая), после коррекции квадратичной фазы спектра при $\alpha = -238 \text{ фс}^2$ (пунктир) и для спектрально-ограниченного импульса, рассчитанного на основе экспериментального спектра (штриховая кривая).

ми (UltraFast Innovations GmbH, Германия) с вносимой (при каждом отражении) аномальной дисперсией -100 фс^2 . Для реализации временного сжатия использовались шесть отражений от chirpiрующих зеркал, в результате чего суммарная аномальная дисперсия составила -600 фс^2 . Таким образом, оставшаяся аномальная дисперсия $\alpha_e = -238 \text{ фс}^2$ использовалась для коррекции фазы спектра, полученной в нелинейном образце из полиэтилентерефталата толщиной 0.5 мм .

На рис.5 представлена вычисленная для параметров эксперимента зависимость отношения исходной длительности АКФ ($T_{\text{ACF}}^{\text{in}}$) к длительности АКФ ($T_{\text{ACF}}^{\text{c}}$) после коррекции квадратичной фазы спектра от параметра α (см. формулу (2)). Полученная в эксперименте точка со значением α_e близка к оптимальному положению на графике (-284 фс^2). Важно также отметить, что представленная на рис.5 зависимость достаточно грубая. В связи с этим даже серьезная ошибка в подборе параметра коррекции фазы спектра α не приводит к существенному уменьшению мощности компрессированного импульса. Например, при ошибке в 100 фс^2 относительно оптимального значения коэффициент увеличения пиковой мощности уменьшается с 2.4 до 2.1.

На рис.4,*г* представлены спектры, уширенные после прохождения нелинейного элемента и полученные в эксперименте и в результате численного моделирования. Качественно топологии спектров совпадают: происходит уширение по отношению к исходному спектру и появляются узкие пики. Однако масштаб и амплитуды пиков в численном моделировании и в эксперименте различаются. Одной из возможных причин этого является неоднозначность в определении фазы исходного спектра. На рис.4,*е* представлены профили импульсов, полученных при численном моделировании: на выходе нелинейной среды, после коррекции квадратичной фазы при $\alpha = -238 \text{ фс}^2$, а также для спектрально-ограниченного импульса с уширенным спектром. Длительности импульсов равны 68, 22 и 21 фс соответственно. АКФ, полученные в эксперименте и при численном моделировании, представлены на рис.4,*д*. Длительности расчетной и экспериментальной АКФ составляют 33 и 34 фс соответственно. Таким образом, в результате компрессии с использованием chirpiру-

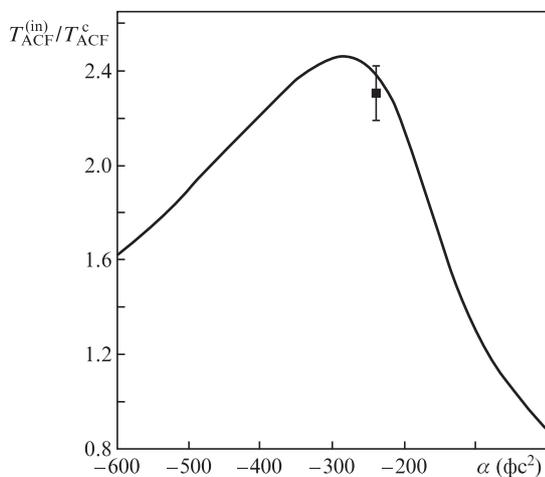


Рис.5. Зависимость отношения длительностей исходной АКФ к АКФ после коррекции фазы спектра от параметра коррекции квадратичной фазы спектра α (сплошная кривая), точка – эксперимент.

ющих зеркал в эксперименте достигнуто сокращение длительности АКФ (импульса) с 79 (57) фс до 34 (22) фс.

Для рассмотренных параметров учет эффекта самоискривления огибающей импульса в уравнении (1) меняет зависимости на рис.1 и 4 незначительно. Отметим, что компрессированный импульс имеет существенный пьедестал вблизи основного максимума. Причиной его появления является неполная коррекция фазы спектра до нелинейного образца и после стадии дополнительной компрессии. Профиль импульса может быть улучшен при использовании системы обратной связи между DAZZLER (или АОПДФ, акусто-оптический программируемый дисперсионный фильтр) и SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-Field Reconstruction). Однако такую связь достаточно сложно реализовать в экспериментах с лазерами, работающими с малой частотой следования импульсов (в частности для PEARL это 1 импульс за 40 мин).

Пиковая интенсивность в среде достигала $\sim 1.5 \text{ ТВт/см}^2$, при этом $B = 3.1$. Для оценки B -интеграла использовалась кубическая нелинейность $6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{ГВт}$ [11].

Подчеркнем, что АКФ исходного импульса измерялась в области пучка, не проходящей через нелинейный элемент, но испытывавшей шесть отражений от chirpiрующих зеркал. Несмотря на это ошибка при таком измерении длительности исходного импульса для указанных экспериментальных параметров несущественна, поскольку добавление только квадратичной фазы с параметром частотной дисперсии -238 фс^2 к исходному спектру (рис.4,*а*) увеличивает длительность от 53 фс менее чем на 0.5 фс.

Подчеркнем, что благодаря использованию в экспериментах лазерных пучков с квазиплоским поперечным распределением интенсивности (коэффициент заполнения ~ 0.7) накопленный B -интеграл имеет также квазиоднородное распределение по пучку. В результате уширение спектра по сечению пучка одинаковое, а искажения волнового фронта пучка незначительные. Более того, распределение длительности по сечению пучка после стадии дополнительной компрессии также должно быть однородным. Этот вопрос будет изучен в дальнейших исследованиях. Возможность использования данной техники для лазерных пучков с неоднородным распределением интенсивности (например, квазигауссовым) рассматривается в работах [19–21].

Важно отметить, что используемый в настоящей работе подход к увеличению пиковой мощности оптических импульсов достаточно просто может быть адаптирован и для применения в стартовой части сверхмощных лазеров. В подтверждение этому приведем экспериментальные данные (см. рис.2) по сжатию импульсов на выходе стартовой части лазерного комплекса PEARL. В экспериментах использовалось лазерное излучение с центральной длиной волны 910 нм , диаметром пучка $\sim 20 \text{ мм}$, коэффициентом заполнения ~ 0.5 , энергией в импульсе $\sim 20 \text{ мДж}$, длительностью 66 фс (при длительности спектрально-ограниченного импульса 50 фс). Для уширения спектра использовался образец из полиэтилентерефталата толщиной 3 мм . Коррекция фазы спектра осуществлялась за счет отражения излучения от системы chirpiрующих зеркал с суммарной дисперсией -600 фс^2 . Для указанных параметров оценочное значение B -интеграла составило ~ 2.2 . В экспериментах достигнуто сокращение длительности до 31–34 фс.

4. Заключение

В работе представлены результаты численного моделирования влияния остаточной (нескомпенсированной) спектральной фазы сверхмощного лазерного излучения на модификацию спектра в тонких плоскопараллельных нелинейных образцах и последующее временное сжатие с использованием корректоров квадратичной фазы спектра. Продемонстрировано, что при фиксированном значении B -интеграла, набираемом в нелинейном образце, максимальное увеличение пиковой мощности достигается для импульсов с $\delta \geq 0$, $\beta = 0$. Увеличение накапливаемого B -интеграла приводит к линейному росту пиковой мощности. Эксперименты по дополнительному временному сжатию сверхмощных лазерных импульсов показали более чем двукратное сокращение длительности (увеличение пиковой мощности) в случае применения только пассивных оптических элементов. Обсуждаемый в настоящей работе метод может использоваться на финальной стадии повышения пиковой мощности в лазерных системах тераваттного и петаваттного уровней мощности вне зависимости от их концепций и конструктивных особенностей.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (грант № 14.Z50.31.0007) и Программой Президиума РАН «Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения».

1. Pennington D.M., Perry M.D., Stuart B.C., Boyd R.D., Britten J.A., Brown C.G., Herman S.M., Miller J.L., Nguyen H.T., Shore B.W., Tietbohl G.L., Yanovsky V. *Proc. SPIE*, **3047**, 490 (1997).
2. Gaul E., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Escamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Cross R., Caird J., Ebberts C.A., Ditmire T. *Appl. Opt.*, **49**, 1676 (2010).
3. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. *Opt. Lett.*, **29**, 2837 (2004).
4. Коржиманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011) [*Phys. Usp.*, **54**, 9 (2011)].
5. Narozhny N.B., Bulanov S.S., Mur V.D., Popov V.S. *Phys. Lett. A*, **330**, 1 (2004).
6. Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., Yoon J.W., Jeong T.M., Lee J. *Opt. Express*, **20**, 10807 (2012).
7. Chu Y., Gan Z., Liang X., Yu L., Lu X., Wang C., Wang X., Xu L., Lu H., Yin D., Leng Y., Li R., Xu Z. *Opt. Lett.*, **40**, 5011 (2015).
8. Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**, 105 (2003).
9. Mourou G., Mironov S.Yu., Khazanov E.A., Mironov S.Y., Sergeev A.M. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **223**, 1181 (2014).
10. Mironov S.Y., Lassonde P., Kieffer J.-C., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **223**, 1175 (2014).
11. Mironov S.Yu., Ginzburg V.N., Gacheva E.I., Silin D.E., Kochetkov A.A., Mamaev Yu.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 025301 (2015).
12. 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).
13. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **44**, 393 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 393 (2014)].
14. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988, с. 67–85, 96).
15. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Яковлев И.В., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46**, 106 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 106 (2016)].
16. Mironov S.Yu., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Shaykin A.A., Khazanov E.A. *Appl. Phys. B*, **113**, 147 (2013).
17. <http://glassbank.ifmo.ru/eng>.
18. Ciddor P.E. *Appl. Opt.*, **35**, 1566 (1996).
19. Миронов С.Ю., Ложкарев В.В., Хазанов Е.А., Муру Ж. *Квантовая электроника*, **43**, 711 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 711 (2013)].
20. Mironov S., Lassonde P., Kieffer J.-C., Khazanov E., Mourou G. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **223**, 1175 (2014).
21. Lassonde P., Mironov S., Fourmaux S., Payeur S., Khazanov E., Sergeev A., Kieffer J.-C., Mourou G. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 075401 (2016).