

Акустооптическая адаптивная коррекция спектральной формы чирпированного лазерного импульса в регенеративном усилителе на неодимовом фосфатном стекле

И. Н. Воронич, С. Г. Гаранин,
Л. В. Горячев, В. Я. Молчанов*,
В. В. Романов, Н. Н. Рукавишников,
С. В. Соколовский, С. И. Чижиков*,
К. Б. Юшков*

Представлены результаты экспериментальных исследований коррекции спектрального состава чирпированных лазерных импульсов в регенеративном усилителе на неодимовом фосфатном стекле с высоким ($\sim 4 \cdot 10^7$) физическим коэффициентом усиления с помощью акустооптической дисперсионной линии задержки, для которой определено спектральное разрешение $1,1 \text{ см}^{-1}$ при дифракционной эффективности $> 80\%$. Осуществлен режим работы регенеративного усилителя, при котором длительность выходного чирпированного импульса не сокращается по сравнению с длительностью входного чирпированного импульса, т. е. сохраняется ширина спектра излучения.

Введение

Лазерные системы на неодимовом фосфатном стекле занимают особое место в ряду установок со сверхкороткой (~ 1 пс) длительностью импульса излучения. Это связано с тем, что данный тип лазера является технически и технологически наиболее отработанным, особенно в связи с разработкой нацеленных на достижение зажигания крупномасштабных установок для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) [1–3]. В настоящее время в мире действуют около 10 лазеров мощностью более 100 ТВт, в которых в качестве активной среды, усиливающей чирпированный импульс, применяется неодимовое стекло [4]. Разрабатываются проекты мультитераваттных лазерных систем на основе неодимового стекла [4–9]. С точки зрения возможности получения малой ($\leq 0,2$ – $0,4$ пс) длительности лазерного импульса данная активная среда обладает существенным недостатком – относительно небольшой шириной линии люминесценции (≤ 20 – 30 нм), препятст-

© Laser Physics Letters. 2013. Vol. 10. P. 015301–015307.

* Государственный технологический университет «Московский институт стали и сплавов», Научно-технологический центр акустооптики.

вующей получению столь короткой длительности лазерного импульса после усиления и компрессии даже с применением составных (на основе силикатных и фосфатных стекол) неодимосодержащих сред [10]. Поэтому активно разрабатываются более широкополосные активные среды (например, на основе Ti:sapphire [11]) либо принципиально иные способы широкополосного усиления (на основе параметрических усилителей света [12]).

Применительно к усилительным системам на неодимовом стекле рассматривается способ эффективного уширения спектрального состава chirпированного импульса за счет фазовой самомодуляции лазерного импульса в объемной нелинейной среде и ограничения В-интеграла за счет использования пространственных фильтров [10]. Другим перспективным методом расширения эффективной полосы усиления является управление спектральным составом chirпированных лазерных импульсов в усилительной системе. Если модифицировать спектр лазерного импульса таким образом, чтобы интенсивность центральных спектральных компонент была уменьшена по сравнению с «крыльями», то можно ожидать сохранения спектральной ширины и линейности chirпа усиленного chirпированного импульса и, как следствие, короткой, сравнимой с исходной, длительности скомпрессированного импульса. Удобным инструментом, с помощью которого возможно необходимым образом модифицировать спектр усиливаемого chirпированного импульса, является акустооптическая дисперсионная линия задержки (АДЛЗ) [13–16].

Акустооптические устройства (спектральные фильтры и эквалайзеры) традиционно находят широкое применение в лазерной технике для преобразования спектров лазерного излучения в WDM телекоммуникационных системах [17], для внутрирезонаторной подстройки лазеров [18], для лазерной спектроскопии [19] и т. д. АДЛЗ начали недавно применяться в мощных лазерных системах для управления спектральными амплитудами и фазами лазерных импульсов с целью формирования оптимального спектрального состава излучения и компенсации дисперсий высших порядков [14–16]. Сравнение АДЛЗ с другими методами управления ультракороткими импульсами можно найти в недавнем обзоре [20]. В основе работы устройств данного класса лежит принцип коллинеарного акустооптического взаимодействия электромагнитной волны в кристаллах с частотно- и амплитудно-модулированным ультразвуком [13]. Как правило, акустооптическая ячейка расположена на выходе задающего генератора, после чего происходит усиление chirпированного импульса [16, 21, 22]. Таким образом, АДЛЗ формирует предыскажения оптического импульса, которые после прохождения импульса через усилительный тракт должны обеспечить оптимальные условия для компрессии импульсов на выходе лазерной системы. Была продемонстрирована возможность использования акустооптического фильтра внутри резонатора регенеративного оптического усилителя на Ti:sapphire [23]. Возможность расширения спектрального состава усиленного chirпированного лазерного импульса за счет применения АДЛЗ была недавно экспериментально продемонстрирована исследователями фирмы «Amplitude Technologies» [24], когда АДЛЗ помещалась внутри резонатора регенеративного усилителя на Ti:sapphire. Применение АДЛЗ позволило расширить спектр усиленного до 1 мДж chirпированного лазерного импульса почти в четыре раза – с $\Delta\lambda_{0,5} = 32$ нм до $\Delta\lambda_{0,5} = 130$ нм.

Проблема применения акустооптических линий задержки в лазерных системах с относительно узким спектром заключается в повышенных требованиях к спектральному разрешению акустооптического фильтра. Следует отметить, что далеко не все особенности акустооптического взаимодействия в кристаллах используются сейчас разработчиками АДЛЗ в полной мере. Несмотря на то, что квазиколлинеарное акустооптическое взаимодействие позволяет получить существенно более высокое спектральное разрешение, чем в фильтрах ортогональной геометрии, его зачастую оказывается недостаточно для эффективного управления формой импульсов, ширина спектра которых не превышает 10 нм. Таким образом, для реализации всех возможностей АДЛЗ по управлению сверхкороткими импульсами субпикосекундного диапазона возникает необходимость поиска новых решений в акустооптической технике.

В настоящей работе экспериментально показана возможность управления спектральным составом chirпированных импульсов лазерной системы с усилителями на неодимовом фосфатном стекле. Для настоящего исследования была разработана АДЛЗ с геометрией акустооптического взаимодействия, обеспечивающей требуемое спектральное разрешение. АДЛЗ размещалась внутри резонатора кольцевого регенеративного усилителя (РУ) и осуществляла спектральную коррекцию коэффициента усиления на каждом проходе через резонатор. Продемонстрировано сохранение спектральной ширины импульсов в РУ благодаря коррекции спектра излучения с помощью АДЛЗ.

Эксперименты

Описание лазерной системы и методики экспериментов

Эксперименты проводились на действующей во ВНИИЭФ субпикосекундной лазерной системе тераваттного уровня мощности [25]. Лазер построен на принципе генерации спектрально-ограниченного ультракороткого импульса длительностью $\tau \approx 200$ фс ($\lambda_0 \approx 1054$ нм, $\Delta\lambda \approx 8$ нм), удлинении и спектральном упорядочении его в стретчере до $\tau_{0,5} \approx 1,6$ нс ($\Delta\lambda \approx 4$ нм), усилении chirпированного импульса в РУ, двухпроходном и однопроходном усилителях и компрессии усиленного импульса. Усилительная система установки выполнена на неодимовом фосфатном стекле. Вследствие недостаточно широкой полосы усиления активной среды усилителей происходит обужение спектра импульса при усилении до $\Delta\lambda \approx 2$ нм, поэтому после компрессии длительность импульса заметно превышает исходную и составляет $\tau_{\text{вых}} \approx 0,8$ пс. Принципиальная схема регенеративного усилителя установки приведена на рис. 1.

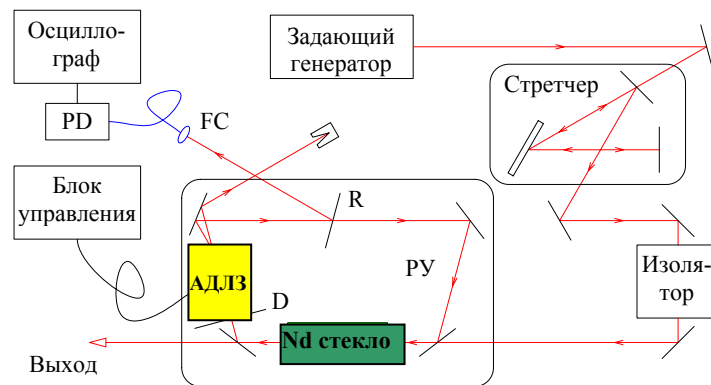


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: R – полупрозрачное зеркало; PD – фотодиод; FC – волоконный коллиматор; D – диафрагма

За счет потерь в оптических элементах тракта и стретчере энергия импульса на входе РУ составляет $\approx 0,05-0,1$ нДж. Chirпированный импульс первоначально усиливается в РУ в режиме слабого сигнала при совершении большого ($N = 20$) числа проходов через одну и ту же активную среду до энергии $\sim 1-10$ мДж (технический коэффициент усиления $\sim 10^8-10^9$, физический коэффициент усиления $\sim 10^{18}-10^{19}$). Так как усиление происходит в режиме слабого сигнала, т. е. съём инверсии мал, то на каждом проходе реализуется практически одинаковый ненасыщенный коэффициент усиления.

Поскольку регистрация спектра chirпированного импульса на каждом проходе через РУ требует уникальной высокочувствительной спектральной аппаратуры с временным разрешением, наши измерения были основаны на регистрации временной формы chirпированного усиленного на каждом проходе импульса при помощи быстродействующего фотодиода и высокочастотного осциллографа. Поскольку импульс на выходе стретчера обладает линейным chirпом, такая постановка измерений представляется корректной. В экспериментах для регистрации формы импульсов использовались фотодиоды с импульсным откликом 70 пс и цифровой осциллограф с полосой 6 ГГц.

Очевидно, что зарегистрировать временную форму лазерного импульса на каждом проходе не представляется возможным. Поэтому внутрь резонатора регенеративного усилителя помещалось зеркало с таким коэффициентом отражения ($R \approx 50\%$), чтобы полные внутрирезонаторные потери были практически равны коэффициенту усиления на проход $K_0 \approx 10$. В этом случае становится возможной регистрация всего циркулирующего внутри резонатора цуга лазерных импульсов с хорошим временным разрешением. Кроме того, для расширения временного диапазона регистрации количество обходов резонатора было увеличено с 20 до 29. При этом физический коэффициент усиления регенеративного усилителя оставался неизменным.

Сужение спектра импульса в усилительном тракте наблюдается преимущественно в РУ, причем основное сужение приходится на первые проходы через усилитель. Например, на первых проходах длительность chirпированного импульса в резонаторе уменьшается с $\tau_{0,5} \approx 1,6$ нс до $\tau_{0,5} \approx 0,8$ нс, т. е. практически в два раза (рис. 2). При увеличении числа проходов до 29 длительность импульса в дальнейшем сокращалась до $\tau_{0,5} \approx 0,55$ нс.

Показателем эффективности АДЛЗ в решении задачи сохранения ширины спектра является поддержание постоянной длительности chirпированного импульса на каждом проходе через усилитель.

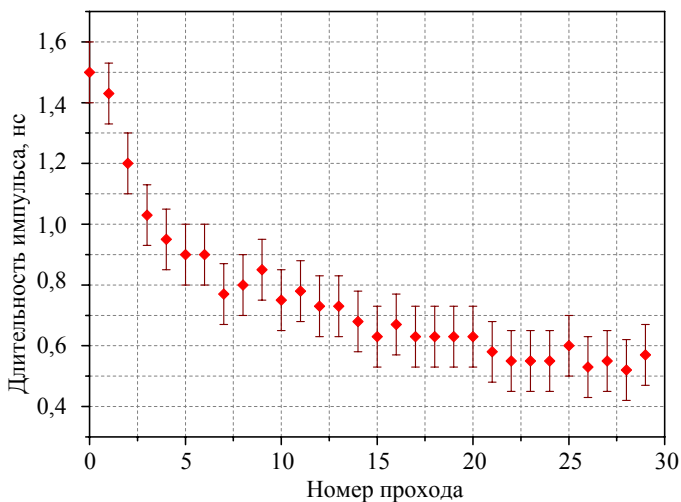


Рис. 2. Экспериментальная зависимость длительности chirпированного лазерного импульса от номера прохода внутри резонатора РУ

Конструкция АДЛЗ

Для решения задачи управления спектральным составом лазерного излучения в полосе $\Delta\lambda < 10$ нм была разработана и изготовлена АДЛЗ с рекордным для акустооптики спектральным разрешением порядка 10^4 , в которой длина акустооптического элемента в кристалле парателлури-

та достигала 67 мм. Конфигурация квазиколлинеарной акустооптической дифракции в парателлурите была оптимизирована по спектральному разрешению в соответствии с работой [16]. Такая геометрия АДЛЗ характеризуется относительно невысоким акустооптическим качеством $M_2 \approx 120 \text{ с}^3/\text{г}$, т. е. почти в 4 раза меньше максимально возможной величины для квазиколлинеарной геометрии дифракции в парателлурите [26]. Тем не менее высокая эффективность дифракции была обеспечена за счет относительно небольшой спектральной ширины излучения. Так как при постоянной амплитуде ультразвуковой волны спектральная плотность мощности обратно пропорциональна ширине спектра радиочастотного сигнала, то эффективность дифракции оказывается выше для узкополосного электромагнитного излучения по сравнению с широкополосным излучением. Акустооптический элемент дисперсионной линии был изготовлен по оригинальной технологии вакуумной интердиффузии атомов в химически активных наноструктурах, что обеспечивало низкий уровень управляющей мощности порядка нескольких десятков милливатт в монохроматическом режиме. В результате сконструированная АДЛЗ обеспечивала эффективность дифракции более 80 % в спектральном окне шириной $\Delta\lambda = 12 \text{ нм}$ при пиковой мощности управляющего радиочастотного сигнала 10 Вт.

Важной характеристикой АДЛЗ являются собственные дисперсии акустооптического кристалла, определяемые спектральной зависимостью показателей преломления. Для обыкновенной волны в парателлурите удельные значения дисперсий 2–4 порядков с высокой точностью определяются по формулам Зельмайера [27] и равняются, соответственно, $b_2 \approx 340 \text{ фс}^2/\text{мм}$, $b_3 \approx 250 \text{ фс}^3/\text{мм}$, $b_4 \approx 110 \text{ фс}^4/\text{мм}$ на длине волны $\lambda_0 = 1054 \text{ нм}$. При этом если выходным лучом АДЛЗ является первый дифракционный порядок, то к собственным дисперсиям кристалла добавляются наведенные дисперсии, которые определяются частотным профилем ультразвукового сигнала, причем значения наведенных дисперсий могут быть как положительными, так и отрицательными. С другой стороны, при использовании нулевого порядка в качестве выходного АДЛЗ теряет функцию управления спектральной фазой излучения, а вносимые фазовые искажения зависят только от оптических свойств кристалла [28]. Для внутриврезонаторной коррекции коэффициента усиления целесообразно использовать выходной луч нулевого порядка АДЛЗ, так как вносимые оптические потери и искажения оказываются минимальными. Такая конфигурация РУ, при которой резонатор замыкался по прошедшему через кристалл лучу, была использована в настоящих экспериментах (см. рис. 1). При этом луч первого дифракционного порядка выходил из резонатора и мог быть использован для контроля параметров дифракции. На входную и выходную грани АДЛЗ было нанесено многослойное просветляющее покрытие, обеспечивающее коэффициент отражения от каждой поверхности менее 0,5 %.

Для экспериментальных исследований была сконструирована и изготовлена электронная система управления АДЛЗ и разработано соответствующее программное обеспечение. Электронная система управления позволяла синтезировать спектральные функции пропускания АДЛЗ с произвольно заданными профилями [29]. Спектральная функция пропускания АДЛЗ задавалась в среде MATLAB. Тем самым была достигнута необходимая адаптивность управления спектральной формой лазерного импульса вне зависимости от того, какой дифракционный порядок АДЛЗ (нулевой или первый) являлся рабочим и был ли использован для замыкания резонатора РУ. Форма управляющего радиочастотного сигнала задавалась последовательностью значений частоты и амплитуды волны, семплированных с интервалами 50 нс.

Спектральное разрешение АДЛЗ

Спектральное разрешение АДЛЗ является ключевым фактором, определяющим возможности их применения в фемтосекундных лазерных системах с узким спектром излучения. Ширина аппаратной функции АДЛЗ в данной работе равняется $\delta\lambda \approx 0,12 \text{ нм}$ в монохроматическом режиме

на центральной длине волны $\lambda_0 = 1054$ нм [26]. Она определяется конфигурацией акустооптического взаимодействия и достигается только при выполнении нескольких условий: во-первых, измерения проводятся в стационарном режиме работы фильтра при дифракции света на одночастотной ультразвуковой волне; во-вторых, световой луч должен иметь дифракционную расходимость, не превышающую угловую апертуру линии задержки; линейные диаметры светового луча и акустического пучка в кристалле также должны быть согласованы между собой. Импульсный режим работы, при котором длительность возбуждаемых ультразвуковых волновых пакетов меньше времени пробега акустической волны через кристалл, характерен для АДЛЗ и приводит к снижению спектрального разрешения относительно дифракционного предела [30].

Для измерения спектрального разрешения АДЛЗ в режиме работы с chirпированными импульсами была измерена форма импульсов при узкополосной модуляции спектра. Частотная и амплитудная модуляции ультразвукового сигнала обеспечивали дифракцию в спектральной полосе шириной $\Delta\lambda = 0,5$ нм на центральной длине волны $\lambda_0 = 1054$ нм. Таким образом, осуществлялась узкополосная режекция спектра импульсов, которая использовалась также для калибровки частот генератора сигналов, управляющих АДЛЗ. Форма chirпированных оптических импульсов измерялась на недифрагировавшем луче, выходящем из АДЛЗ.

На рис. 3 представлено сравнение импульсов, прошедших через акустооптический кристалл без модификации, и импульсов, в которых был сформирован узкополосный провал. Измеренная ширина провала (по критерию FWHM) составляет 175 ± 25 пс, что соответствует его спектральной ширине 0,7 нм. При этом более узкие провалы в спектре наблюдались на осциллограммах, однако их ширина не могла быть измерена корректно, поскольку длительность провала во временной форме импульсов становилась меньше ширины импульсного отклика регистрирующей системы (фотодиод и осциллограф), которая составляла не менее 100 пс. Измерения проводились при выключенном РУ и разомкнутом кольцевом резонаторе.

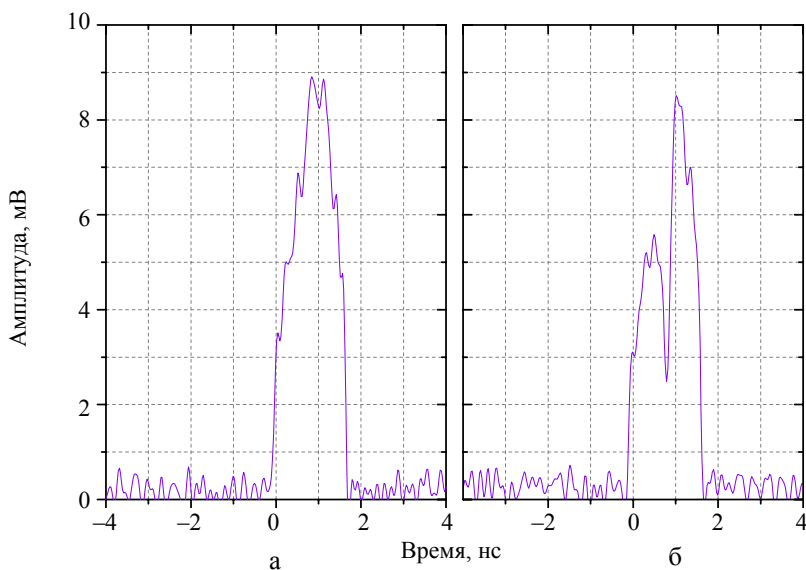


Рис. 3. Форма chirпированного импульса: а – исходная; б – с амплитудным провалом, сформированным при помощи АДЛЗ

Основные результаты и обсуждение

Основной целью экспериментов являлась такая коррекция спектральной формы chirпированного импульса, которая обеспечивала бы постоянство его длительности (а следовательно, и спектрального состава) при многопроходном усилении. В проведенных экспериментах РУ был настроен на 7 проходов, так как именно на таком числе проходов происходит основное сужение спектра и длительности chirпированного импульса.

Типичные осциллограммы временной формы chirпированных импульсов представлены на рис. 4. Для сравнения приведена форма импульсов без коррекции и форма импульсов при том же коэффициенте усиления слабого сигнала, скорректированных по форме с помощью АДЛЗ. Физический коэффициент усиления достигал $K_{0,полн} \approx 4 \cdot 10^7$. Для коррекции формы импульсов при помощи АДЛЗ формировался симметричный спектральный провал с центром на центральной длине волны $\lambda_0 = 1054$ нм; ширина провала составляла $\Delta\lambda = 3,5$ нм, а максимальная эффективность дифракции – $\approx 30\%$, так как более сильного подавления спектральных компонент излучения не требовалось.

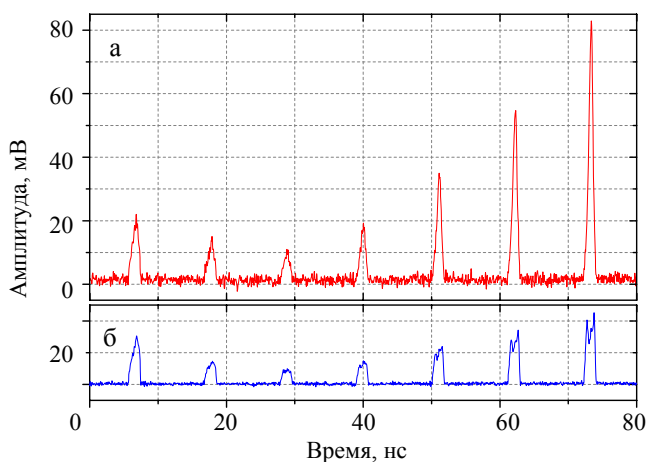


Рис. 4. Эволюция формы импульсов в РУ при 7 проходах: а – без спектральной коррекции; б – с коррекцией при помощи АДЛЗ

На основе экспериментальных данных был проведен анализ длительности chirпированных импульсов внутри резонатора. Результаты приведены на рис. 5. В обычном режиме работы РУ, т. е. при выключенной АДЛЗ, наблюдается монотонное уменьшение длительности chirпированных импульсов с номером прохода через резонатор. На рис. 4,а эта тенденция соответствует большему усилению в центре импульса по сравнению с его краями и изменению формы импульсов.

В экспериментах с включенной АДЛЗ длительность импульсов оставалась практически постоянной. При этом ширина и глубина спектрального провала, определяемые шириной спектра и амплитудой управляющего радиочастотного сигнала, были выбраны из условия близости формы chirпированных импульсов к прямоугольной, однако форма провала не была точно согласована с амплитудной характеристикой усилителя, поэтому на рис. 4,б наблюдается незначительное изменение квазипрямоугольной формы импульсов на различных проходах. Данные рис. 5 позволяют определить спектральную зависимость коэффициента усиления в РУ за один проход. Ре-

зультаты приведены на рис. 6, где также наблюдается незначительная спектральная неоднородность коэффициента усиления при использовании АДЛЗ.

Несмотря на незначительное рассогласование спектральных кривых АДЛЗ и РУ, качественное и количественное поведение эволюции импульсов в резонаторе с коррекцией при помощи АДЛЗ позволяет сделать вывод, что сохранение длительности импульсов и, соответственно, ширины спектра сигнала будет наблюдаться и при увеличении числа проходов через резонатор до 20–30, что соответствует нормальному рабочему режиму РУ. Кроме того, незначительное подавление центральных спектральных компонент излучения на выходе РУ позволит получить более равномерный спектр импульса после усиления в выходных каскадах.

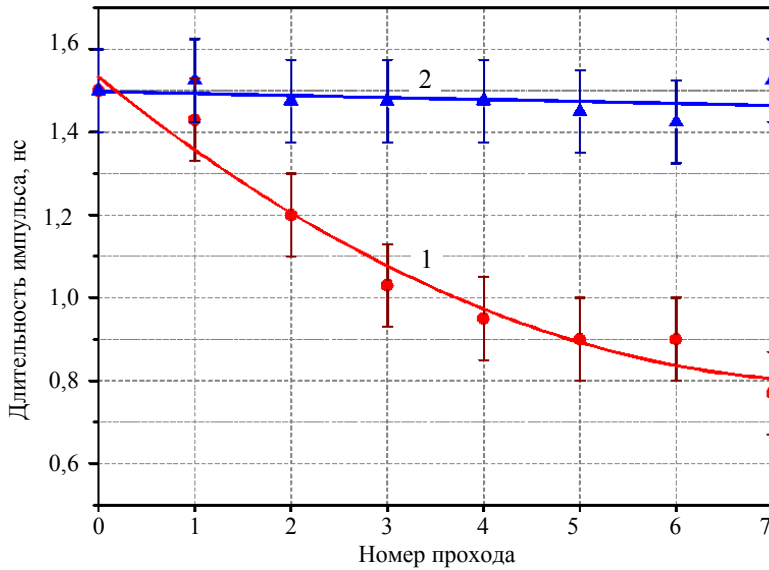


Рис. 5. Зависимость длительности чирпированного импульса в РУ от номера прохода при неработающей (1) и включенной (2) АДЛЗ

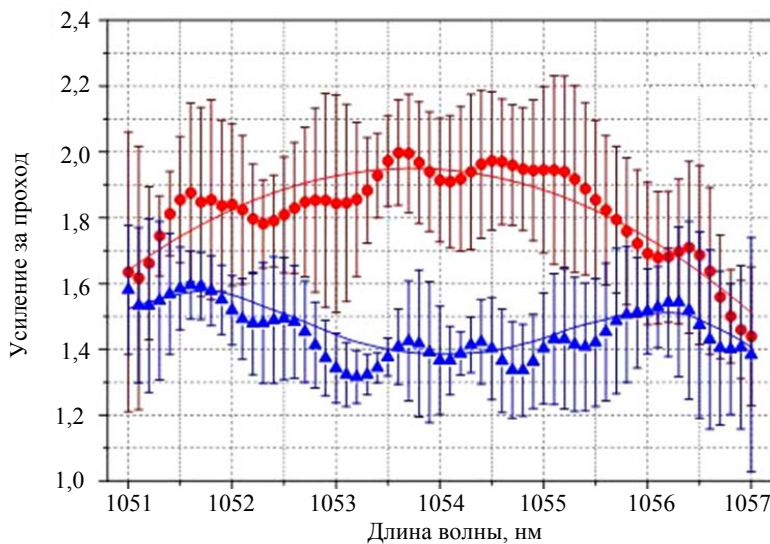


Рис. 6. Экспериментальные кривые усиления РУ без коррекции (1) и после коррекции с помощью АДЛЗ (2). Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных

Заключение

Экспериментально продемонстрирована возможность использования АДЛЗ для спектрального выравнивания коэффициента усиления. Впервые такие результаты получены для узкополосной усилительной системы на неодимовом фосфатном стекле. Для этих целей была разработана АДЛЗ с рекордным спектральным разрешением, а также созданы оригинальный блок управления и программное обеспечение для синтеза функций пропускания, благодаря чему удалось осуществить режим работы РУ, при котором длительность выходного chirпированного импульса не сокращается по сравнению с длительностью входного chirпированного импульса, т. е. сохраняется ширина спектра излучения. Такая архитектура РУ с внутриврезонаторной спектральной коррекцией усиления существенно облегчает контроль за параметрами выходных импульсов по сравнению с методом формирования предсказаний на входе РУ. Адаптивность АДЛЗ дает возможность менять характеристики кривой усиления, позволяя как получать оптимальные режимы работы РУ, так и управлять формой выходных импульсов.

Полученные достижения вносят существенный вклад в развитие акустооптических методов управления субпикосекундными импульсами, открывая новые возможности адаптивного управления в лазерных системах данного класса. Оптимизация режима работы РУ направлена на повышение выходной мощности за счет расширения спектра излучения, т. е. без наращивания выходных усилительных каскадов. Демонстрация возможностей АДЛЗ может иметь большое значение и в усовершенствовании других конструкций лазеров ультракоротких импульсов, например волоконных фемтосекундных лазеров, в которых необходимо использовать спектральные фильтры.

Расчеты и дизайн АДЛЗ были выполнены О. Ю. Макаровым (НТЦ акустооптики). Разработка и конструирование электронной системы управления осуществлены Н. П. Солодовниковым (НТЦ акустооптики) и Ю. И. Китаевым (Воронежский государственный университет). Малодислокационные кристаллы парателлуриата высокого оптического качества для АДЛЗ были выращены А. И. Колесниковым (Тверской государственный университет). Эксперименты и обработка результатов измерений проводились при участии И. В. Рыжова и О. В. Трикановой (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»). Авторы выражают благодарность коллегам за их вклад в выполнение данной работы.

Список литературы

1. Moses E. I., Boyd R. N., Remington B. A., Keane C. J., Al-Ayat R. // *Phys. Plasmas*. 2009. Vol. 16. P. 041006.
2. Cavailler C., Camarcat N., Kovacs F., André M. // *Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA 2003)*. Monterey, CA. P. 523.
3. Garanin S. G., Krokhin O. N. // *Her. Russ. Acad. Sci.* 2011. Vol. 81. P. 204.
4. Korzhimanov A. V., Gonoskov A. A., Khazanov E. A., Sergeev A. M. // *Physics-Uspekhi*. 2011. Vol. 54. P. 9.
5. Filip C. V. // *Abstracts of the 8th Int. Conf. Ultrafast Optics*. Monterey, California, USA, 2011. P. 200–201.
6. Haefner C., Crane J. K. // *Ibid.* P. 170–171.
7. Betto T. // *Proc. of the Int. Committee on ultra-high intensity lasers*. Watkins Glen, New York, USA, 2010. P. 58.
8. Kawanaka J. // *Ibid.* P. 167–168.

9. Wang T., Xu G., Dai Y. // Proc. of the Int. Committee on ultra-high intensity lasers. Watkins Glen, NewYork, USA, 2010. P. 59–60.
10. Vysotina N. V., Rosanov N. N., Yashin V. E. // Opt. Spectrosc. 2011. Vol. 110. P. 1029.
11. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G. et al. // Opt. Express. 2008. Vol. 16. P. 2109.
12. Shaykin A. A., Freidman G. I., Garanin S. G. et al. // Digest of 2009 European Conf. on lasers and electro-optics and the European quantum electronics conf. Munich, Germany, 2009.
13. Pozhar V. E., Pustovoit V. I. Sov. J. // Quant. Electron. 1987. Vol. 14. P. 811.
14. Tournois P. // Opt. Commun. 1997. Vol. 140. P. 245.
15. Verluise F., Laude V., Huignard J.-P., Tournois P., Migus A. // J. Opt. Soc. Am. 2000. Vol. B. 17. P. 138.
16. Molchanov V. Ya., Chizhikov S. I., Makarov O. Yu. // Appl. Opt. 2009. Vol. 48. P. C118.
17. Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V. B., Molchanov V. Ya. // J. Lightwave Technol. 2002. Vol. 20. P. 892.
18. Denes L. J., Gottlieb M., Singh N. B. et al. // Proc. SPIE. 1988. Vol. 894. P. 78.
19. Gottlieb M. Design and fabrication of acousto-optic devices. – New York: Marcel Dekker, 1994. Ch. 4.
20. Weiner A. M. // Opt. Commun. 2011. Vol. 284. P. 3669.
21. Ohno K., Tanabe T., Kannari F. // J. Opt. Soc. Am. 2002. Vol. B. 19. P. 2781.
22. Pittman M., Ferre S., Rousseau J. P. // Appl. Phys. 2002. Vol. B. 74. P. 529.
23. Oksenhendler T., Kaplan D., Tournois P. // Appl. Phys. 2006. Vol. B. 83. P. 491.
24. Paul P. M., Vigroux L., Riboulet G. // Proc. of the Int. committee on ultra-high intensity lasers. Watkins Glen, NewYork, USA, 2010. P. 129–130.
25. Garanin S. G., Zimalin B. G., Romanov V. V. et al. // J. Opt. Technol. 2010. Vol. 77. P. 610.
26. Molchanov V. Ya., Voloshinov V. B., Makarov O. Yu. // Quant. Electron. 2009. Vol. 39. P. 353.
27. Uchida N. // Phys. Rev. 1971. Vol. B. 4. P. 3736.
28. Molchanov V. Ya., Chizhikov S. I., Yushkov K. B. // Quant. Electron. 2011. Vol. 41. P. 675.
29. Molchanov V. Ya., Yushkov K. B. // AIP Conf. Proc. 2012. Vol. 1433. P.72.
30. Parygin V. N., Vershoubskiy A. V., Kholostov K. A. // Opt. Eng. 2000. Vol. 38. P. 1149.

Acousto-Optical Adaptive Correction of a Chirped Laser Pulse Spectral Profile in a Nd-Phosphate Glass Regenerative Amplifier

I. N. Voronich, S. G. Garanin, L. V. Goryachev, V. Ya. Molchanov, V. V. Romanov,
N. N. Rukavishnikov, S. V. Sokolovskiy, S. I. Chizhikov, K. B. Yushkov

We present results of experimental research carried out with the help of an acousto-optical light dispersive delay line (LDDL) on spectral correction of chirped laser pulses in a Nd-doped phosphate glass regenerative amplifier (RA) characterized by high gain ($G \approx 4 \cdot 10^7$). The spectral resolution of the LDDL was equal to 1.1 cm^{-1} at a diffraction efficiency greater than 80 %. The use of the LDDL made it possible to implement operating conditions of the RA under which the duration of the output chirped pulse did not shorten in comparison with the duration of the input one, which meant that the width of the spectral emission could be preserved.