

Сжатие импульсов при их усилении в поле сфокусированной встречной накачки с той же частотой и длительностью в средах с электрострикционным механизмом нелинейности

А.С.Дементьев, И.Демин, Э.Мураускас, Н.Славинскис

При взаимодействии в CCl_4 сфокусированных импульсов $Nd:YAG$ -минилазера длительностью около 0.9 нс и встречных импульсов излучения с той же несущей частотой и длительностью экспериментально получено их эффективное сжатие до длительностей менее 60 пс. Поскольку в этом случае электрострикционное взаимодействие (усиление) начинается не с уровня шумов спонтанного рассеяния, сжатие встречных импульсов возможно и при энергиях импульсов накачки, меньших пороговых энергий ВРМБ. При использовании встречных затравочных импульсов энергетическая и временная стабильность сжатых импульсов в несколько раз выше, а их временной джиттер меньше, чем в случае ВРМБ-компрессии с уровня спонтанных шумов рассеяния.

Ключевые слова: электрострикционная нелинейность, усиление и сжатие коротких импульсов.

1. Введение

Основные закономерности формирования пространственно-временных структур световых волн при обратных вынужденных рассеяниях (ВР), в том числе сжатых импульсов, в режиме генерации с уровня шумов спонтанного рассеяния в настоящее время известны достаточно хорошо (см. [1–3] и цитируемую в них литературу). Степень сжатия $N_\tau = \tau_{las}/\tau_S$ в одном каскаде ВР-компрессора (τ_{las} и τ_S – длительности импульса накачки и стока импульса соответственно) в этом случае обычно не превышает порогового инкремента вынужденного рассеяния $G \sim 25$. Поэтому для получения коротких импульсов с большей степенью сжатия нами впервые было экспериментально реализовано каскадное сжатие импульсов [4], и при использовании импульсов задающего генератора (ЗГ) с $\tau_{las} \approx 12$ нс были получены сжатые стоковые импульсы с $\tau_S \approx 200$ пс. Методом каскадного сжатия импульсов при ВР [2, 5] можно получать импульсы с длительностью в единицы пикосекунд в спектральных областях, генерация в которых с помощью стандартных лазеров с синхронизацией мод затруднена.

При использовании лазеров, генерирующих импульсы с $\tau_{las} \sim 5$ нс, длительности τ_S сжатых при ВРМБ-компрессии импульсов обычно достигают 0.3 нс [3]. Для получения более коротких импульсов в однокаскадном ВРМБ-компрессоре необходимо использовать более короткие импульсы накачки. Это потребовало разработки и создания одномодовых лазеров с пассивно-активной модуляцией добротности, генерирующих импульсы с $\tau_{las} \sim 2$ нс [6–8]. Однако даже при $\tau_{las} < 2$ нс длительность сжатых импульсов превышала 100 пс [6, 9]. Для сокращения длительности сжатых импульсов до $\tau_S < 100$

пс нами использовалось обрезание задних фронтов при оптическом пробое (ОП) воздуха в телескопе Кеплера [6, 10].

Результаты численного моделирования [11–13] показали, что весьма сложная динамика процесса ВРМБ-компрессии при учете инерционности среды и дифракции пучков при оптимально подобранной геометрии фокусировки накачки и пространственном выделении стоковых импульсов позволяет получать значительно более короткие импульсы. Однако для реализации ВРМБ-компрессии коротких импульсов требуются высокие интенсивности импульсов накачки, при которых развиваются многие конкурирующие эффекты, такие как ВКР, объемный ОП, фазовая самомодуляция (ФС) и самофокусировка (СФ) света. Эти эффекты усложняют динамику процесса сжатия и ограничивают минимально достижимые длительности стоковых импульсов в обычно используемых ВРМБ-средах типа CCl_4 .

Использование схем типа ВРМБ-генератор–усилитель [1–3] более предпочтительно, т. к. позволяет варьировать уровни энергии накачки от относительно малых [14] до весьма высоких [15]. Важно отметить, что в нашей работе [14] в схеме генератор–усилитель было экспериментально продемонстрировано усиление коротких сигнальных импульсов без стока сдвига частоты как в коллимированных, так и в слегка подфокусированных импульсах накачки с длительностью ~ 5 нс. На основании наших предыдущих исследований возбуждения гиперзвуковых колебаний почти встречными пикосекундными импульсами [16] наблюдавшиеся в [14] результаты классифицировались как различные режимы нестационарного усиления в прозрачных средах с электрострикционным механизмом нелинейности коротких импульсов, в том числе без стока сдвига или даже с антистоковым сдвигом несущей частоты усиливаемого сигнала по отношению к частоте встречного сфокусированного излучения накачки.

Вообще говоря, возможность перекачки энергии из одной волны в другую при нестационарных взаимодей-

A.S.Dement'ev, I.Diomin, E.Murauskas, N.Slavinskis. Center for Physical Sciences and Technology, Savanoriu av. 231, Vilnius LT-02300, Lithuania; e-mail: aldement@ktl.mii.lt

ствиях в динамических голограммах (ДГ) была известна уже очень давно [17] и исследовалась весьма интенсивно, но обычно в приближении плоских волн или коллимированных пучков. Насколько нам известно, о значительном сокращении длительности импульсов взаимодействующих волн при этом не сообщалось. Возможность поджатия сигнальных импульсов в сфокусированных пучках была отмечена нами при исследовании обращения волнового фронта (ОВФ) в процессе нестационарного электрострикционного четырехволнового взаимодействия (ЧВВ) [18]. Настоящая работа посвящена исследованию возможностей сжатия коротких (с длительностью, близкой к времени релаксации гиперзвуковых волн) сигнальных импульсов при их усилении в поле сфокусированной встречной накачки с той же несущей частотой и длительностью в средах с электрострикционным механизмом нелинейности.

2. Эксперимент

Встречное взаимодействие импульсов с одинаковыми несущими частотами можно реализовать различными способами, как, например, в [14], где стоковые импульсы, получаемые при отражении от ВРМБ-зеркал, взаимодействуют с одной и той же средой. Следует отметить, однако, что на изменение спектра импульсов, сжатых при ВРМБ-компрессии, до недавних пор [19, 20] особого внимания не обращалось, поэтому при использовании указанного выше способа у встречных импульсов возможен некоторый сдвиг несущих частот. По-видимому, наиболее простой способ реализации встречного взаимодействия в активной среде без сдвига несущей частоты состоит в отражении части лазерного импульса $1a$ обычным плоским зеркалом 9, расположенным за ВРМБ-средой 8 (рис.1). В этом случае для предотвращения попадания отраженного излучения в лазерный резонатор можно использовать стандартную поляризационную развязку, состоящую из диэлектрического поляризатора 4 и четвертьволновой пластинки 5, что в сочетании с полуволновой пластинкой, помещаемой перед развязкой, позволяет плавно регулировать энергию падающих на си-

стему линейно поляризованных импульсов. Для плавно управляемой фокусировки пучка в кювету 8 удобно использовать систему из линз 6, 7. За кюветой 8 с веществом перед зеркалом 9 можно помещать коллимирующую прошедший пучок линзу 14, ослабляющий фильтр 13 и, при необходимости, экран 15 для исключения отражения от зеркала 9, которое может перемещаться вдоль направления распространения пучка.

В качестве источника излучения накачки использовался Nd : YAG-минилазер 1 с пассивной модуляцией добротности и продольной диодной накачкой, генерирующий импульсы с длительностью порядка 0.9 нс и энергией до 2 мДж. При необходимости дополнительно использовался усилитель с ламповой накачкой, позволяющий получать импульсы с энергией до 10 мДж при частоте следования 10 Гц. Энергия лазерных и сжатых импульсов измерялась измерителем мощности Scientech Vector H410 с фотодиодом Scientech Astral™ Calorimeter AC2501, а длительность – быстрыми фотодиодами Newport D-15ir 10 и Thorlabs DET01CFC/M 11, подключенными к широкополосному цифровому четырехканальному осциллографу TDS6124C 12. Измеряемые импульсы с помощью линз 2, 3 фокусировались в одномодовые световоды и подводились к фотодиодам 10, 11. Осциллограф 12 позволял регистрировать импульс накачки и сжатый импульс (рис.2) отдельно и с разными временными разрешениями. При этом на экран осциллографа могли выводиться, кроме типичных осциллограмм, и результаты статистической обработки (по заданному числу импульсов) измеряемых величин, а именно амплитуд, длительностей, а также длительностей переднего и заднего фронтов импульсов с указанием их средних значений и дисперсий. Кроме того, на экран можно было выводить оба импульса одновременно и измерять, например, длительность лазерного импульса и относительную (зависящую от оптических путей измеряемых сигналов до соответствующих детекторов) задержку сжатого импульса, рассчитываемую по 50%-ным уровням на передних фронтах импульсов (показаны стрелками на рис.3).

Измеренная осциллографом длительность τ_m может быть представлена следующей формулой [21]:

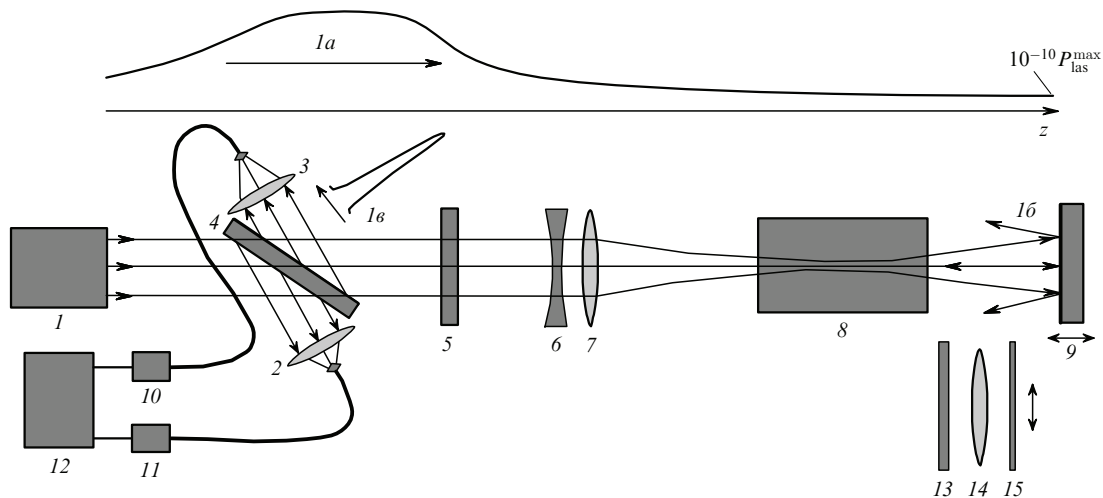


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – твердотельный минилазер с диодной накачкой; $1a$ – пространственная форма (протяженность) мощности импульса накачки; $1b$ – отраженное плоским зеркалом излучение накачки; $1c$ – сжатый импульс; 2, 3 – линзы, фокусирующие излучение импульса накачки и сжатого импульса в световод; 4 – диэлектрический поляризатор; 5 – четвертьволновая пластинка; 6, 7 – линзы системы, фокусирующей излучение накачки; 8 – кювета с электрострикционной (ВРМБ) средой; 9 – отражающее зеркало; 10, 11 – быстрые фотодиоды; 12 – широкополосный цифровой осциллограф; 13 – нейтральный фильтр; 14 – коллимирующая линза; 15 – экран.

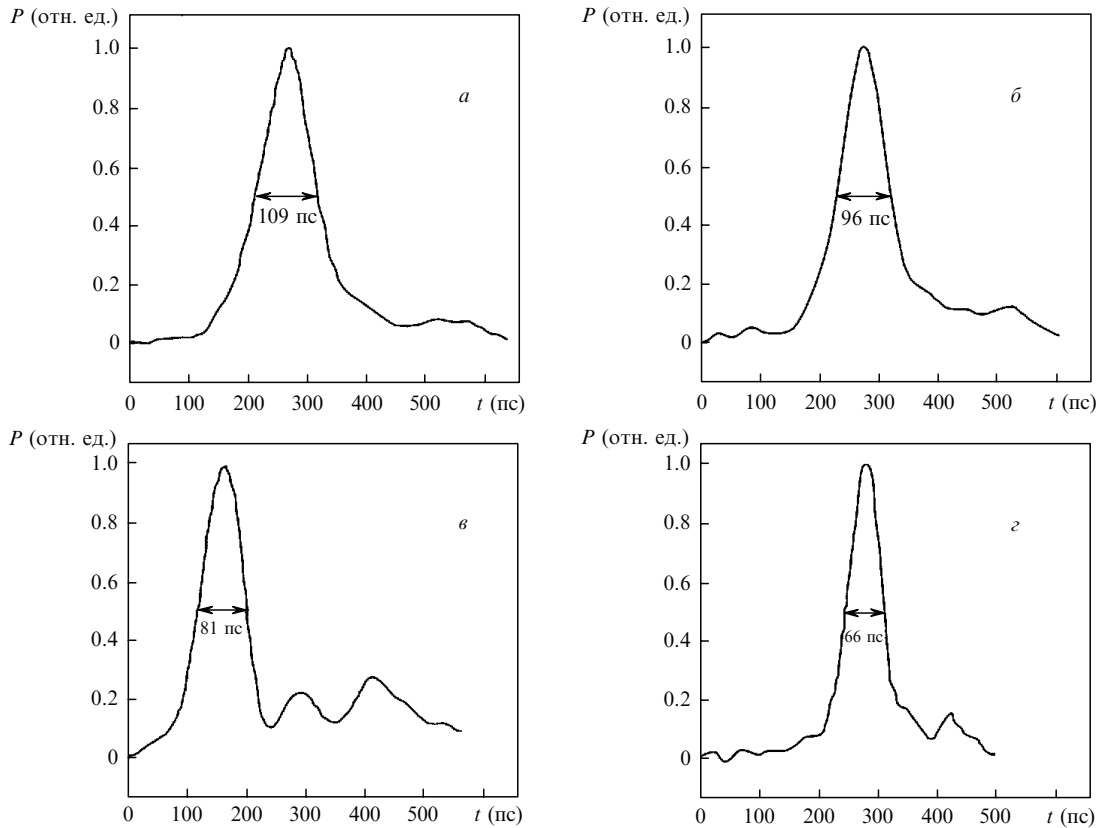


Рис.2. Осциллограммы сжатых импульсов в режиме стандартной ВРМБ-компрессии с уровня шумов спонтанного рассеяния (*а*), при наличии затравочного импульса из-за отражения прошедшего через кювету импульса накачки дополнительным зеркалом (*б*), при наличии затравочного импульса из-за рассеяния импульса накачки стенками и окнами кюветы (*в*) и при введении встречного к накачке затравочного импульса той же длительности (*г*).

$$\tau_m = (\tau_r^2 + \tau_d^2 + \tau_o^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где τ_r – реальная (истинная) длительность импульса; τ_d и τ_o – времена нарастания сигнала (отклика) детектора и осциллографа соответственно. Так, при регистрации описываемой системой коротких ($\tau_r \leq 30$ пс) импульсов пикосекундного лазера с той же длиной волны ($\lambda = 1064$ нм) измеряемая длительность τ_m равнялась ~ 50 пс. Отсюда следует, что время совместного отклика детектора и осциллографа может быть оценено как $\tau_{do} = (\tau_d^2 + \tau_o^2)^{1/2} \approx 40$ пс. Таким образом, реальная длительность импульса может быть восстановлена из измеренной длительности по формуле

$$\tau_r = (\tau_m^2 - \tau_{do}^2)^{1/2}. \quad (2)$$

Для получения сжатых стоковых импульсов минимальной длительности в режиме стандартной ВРМБ-компрессии (экспериментальная схема без зеркала 9 или с экраном 15) с уровня шумов спонтанного рассеяния вначале выбирались условия фокусировки, близкие к оптимальным (устанавливаемым на основе известных соображений [2–14]), которые затем корректировались уже на основе измерения длительности сжатых импульсов при различных энергиях импульсов миналзера. При оптимальных фокусировке и энергии лазерного импульса измеренная средняя длительность сжатых импульсов $\bar{\tau}_m = 109$ пс при среднеквадратичной дисперсии $\sigma_m = 9$ пс (рис.2,*а*). Таким образом, реальная средняя длительность $\bar{\tau}_r$ сжатых стоковых импульсов близка к 100 пс.

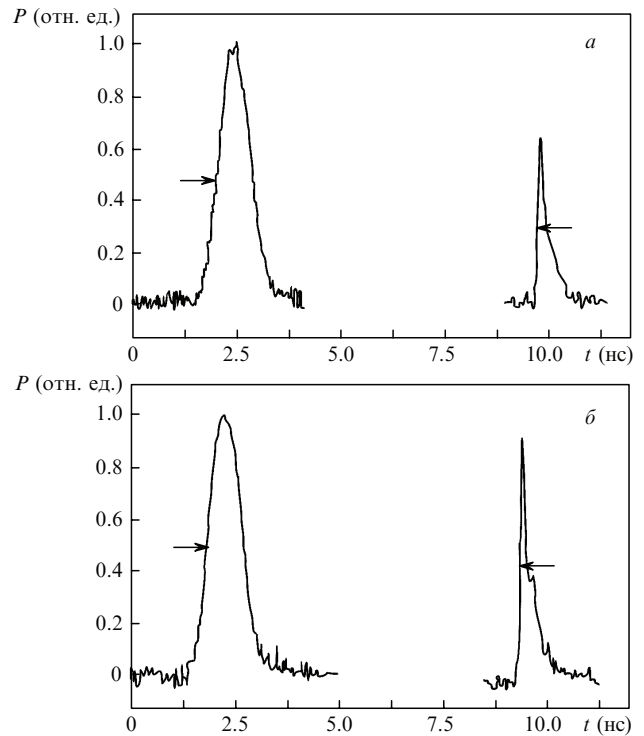


Рис.3. Осциллограммы импульсов накачки (слева) и сжатых импульсов (справа) в режиме стандартной ВРМБ-компрессии с уровня шумов спонтанного рассеяния (*а*) и при наличии затравочного импульса из-за отражения прошедшего через кювету импульса накачки дополнительным зеркалом (*б*).

Стандартный режим ВРМБ-компрессии при использовании CCl_4 сохранял достаточно высокую эффективность вплоть до частот следования импульсов ~ 200 Гц без применения дополнительных мер, например без перемещения кюветы в поперечном направлении и пр.

Для более наглядного пояснения ситуации в случае использования за кюветой 8 отражающего зеркала 9 в верхней части рис.1 приведено распределение вдоль направления распространения мощности лазерного импульса 1а, длительностью 1 нс на полувысоте, излученного минилазером 1. Для оценки характерных расстояний форму огибающей мощности импульса лазера (см. рис.3) можно аппроксимировать гауссовой функцией

$$P_{\text{las}}(t) = P_{\text{las}}^{\text{max}} \exp \left[-4 \ln 2 \left(\frac{t - t_0}{\Delta t_{1/2}} \right)^2 \right],$$

где $\Delta t_{1/2}$ – длительность гауссова импульса на полувысоте, а t_0 – положение максимума импульса на временной оси. Тогда длительность импульса Δt на уровне 10^{-10} от максимальной мощности, превышающем уровень шумов e^{-G} спонтанного рассеяния в направлении пучка накачки (пороговый инкремент усиления G обычно полагается равным ~ 25), есть $\Delta t_{10^{-10}} = (10 \ln 10 / \ln 2)^{1/2} \Delta t_{1/2} \approx 5.8 \Delta t_{1/2}$, а ширина спектра $\Delta \nu_{10^{-10}}$ во столько же раз больше ширины спектра на полувысоте $\Delta \nu_{1/2} = 2 \ln 2 \times (\pi \Delta t_{1/2})^{-1}$. Таким образом, на этом уровне в вакууме протяженность импульса длительностью 1 нс составляет более 170 см, а ширина спектра – 0.085 см^{-1} . Следовательно, для поставленного сразу за кюветой зеркала уровень затравочного сигнала превышает уровень шумов рассеяния уже тогда, когда максимум лазерного импульса накачки находится на расстоянии порядка 60 см от входного окна кюветы и необходимы еще целых 2 нс, чтобы он достиг этого окна. Отметим, что указанная ширина спектра близка к стоксову сдвигу обратного рассеяния $\nu_B = (2nV_1/c)v_{\text{las}} \approx 0.092 \text{ см}^{-1}$ в CCl_4 [3], где n – показатель преломления; V_1 – скорость гиперзвука в среде; c – скорость света в вакууме; v_{las} – несущая частота излучения накачки. Следует также иметь в виду, что генерируемый в минилазере короткий импульс из-за весьма высоких внутррезонаторных интенсивностей может быть спектрально уширен за счет керровского механизма нелинейности в активном элементе и других оптических элементах лазера.

На рис.1 выдержано соотношение между длиной кюветы $L = 20$ см и пространственной протяженностью огибающей импульса 1а. Итак, когда на зеркало 9 падает излучение с мощностью $P = 10^{-10} P_{\text{las}}^{\text{max}}$, основная часть импульса находится еще весьма далеко от кюветы, однако мощность отраженного от зеркала импульса 1б уже значительно превышает уровень спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Поэтому мощность встречного затравочного сигнала (на лазерной частоте) на входе в кювету может быть существенно выше мощности рассеянного в обратном направлении спонтанного стоксова излучения при весьма больших расстояниях между зеркалом 9 и кюветой 8. За счет инерционного ($\tau_B = 0.6$ нс – время затухания гиперзвуковых колебаний в CCl_4 [3]) для коротких ($\tau_{\text{las}} \sim 1$ нс) импульсов электрострикционного взаимодействия встречных импульсов в кювете 8 возможно не только эффективное его усиление, но и (при фокусированной накачке) эффектив-

ное сжатие, т.е. уменьшение длительности усиленного импульса (см. рис.3,б). Конечно, для эффективного взаимодействия импульсов необходимо их хорошее пространственное перекрытие, которое достигается юстировкой зеркала 9. С целью повышения эффективности использования отраженного от зеркала 9 излучения можно применять дополнительную линзу 14 для коллимации прошедшего кювету пучка. Одако при этом существенно возрастают требования к юстировке зеркала 9: отраженный пучок должен возвращаться точно в обратном направлении.

Следует особо отметить, что главным здесь является не уменьшение средней (измеренной) длительности сжатых импульсов со 109 до 96 пс, а значительное повышение стабильности их параметров, которую можно охарактеризовать отношением $\delta_j = \sigma_j / \mu_j$ соответствующих дисперсий σ_j к средним значениям μ_j . Так, при переходе от режима ВРМБ-компрессии импульсов с уровня шумов к режиму сжатия с затравочным лазерным импульсом стабильности длительностей и амплитуд импульсов изменились от $\delta_{\tau}^{\text{SBS}} = 0.08$ и $\delta_A^{\text{SBS}} = 0.09$ до $\delta_{\tau}^{\text{ES}} = 0.03$ и $\delta_A^{\text{ES}} = 0.02$ соответственно. Таким образом, внесение обратной связи с помощью отражающего зеркала улучшило стабильность параметров в три-четыре раза при заметном сокращении длительности импульсов. Кроме того, в первом режиме при частоте следования импульсов 10 Гц сжатый импульс появлялся при минимальной энергии лазерного импульса $W_{\text{las}}^{\text{SBS}} = 0.89$ мДж, а во втором – при $W_{\text{las}}^{\text{ES}} = 0.52$ мДж. Приведенные на рис.2,а,б осциллограммы получены при энергии лазерных импульсов $W_{\text{las}} = 1.3$ мДж.

Одновременная регистрация обоих импульсов на экране осциллографа (см. рис.3) позволяет измерять временной джиттер появления сжатых импульсов относительно лазерных импульсов накачки. Так, в режиме генерации сжатых стоксовых импульсов с уровня шумов спонтанного рассеяния (рис.3,а) их временной джиттер $\Delta t_{\text{jit}}^{\text{SBS}} = 39$ пс, а в случае использования зеркала для обратной связи (рис.3,б) $\Delta t_{\text{jit}}^{\text{ES}} = 12$ пс, т.е. джиттер опять уменьшается в три с лишним раза. Кроме того, из данных рис.3 следует, что при использовании зеркала сжатые импульсы большей амплитуды появляются раньше, чем без его использования.

С увеличением расстояния между зеркалом и кюветой среднее время задержки $\Delta t_{\text{d}}^{\text{ES}}$ сжатых импульсов относительно импульсов накачки растет от нуля при $\Delta s = 1.6$ см до ~ 200 пс при $\Delta s = 30$ см (рис.4). При отсутствии или экранировании зеркала сжатый импульс появляется на $\Delta t_{\text{t}}^{\text{SBS}} = 350$ пс позже, чем в случае установки зеркала впритык к кювете при той же энергии импульсов накачки $W_{\text{las}} \approx 1.2$ мДж. Видно также, что временной джиттер появления сжатых импульсов практически не изменяется при перемещении зеркала вдоль оси на расстояние вплоть до 30 см и возрастает более чем в три раза при его разъюстировке, экранировании или отсутствии. На рис.4 представлены также результаты исследования зависимости изменения энергетической эффективности сжатия и стабильности сжатых импульсов от положения зеркала. При минимальном расстоянии от зеркала до кюветы эффективность преобразования энергии импульса накачки в энергию сжатого импульса составляла 45%. При удалении зеркала от кюветы в результате уменьшения амплитуды и увеличения запаздывания затравочных сигналов их усиление падает, как и энергетическая ста-

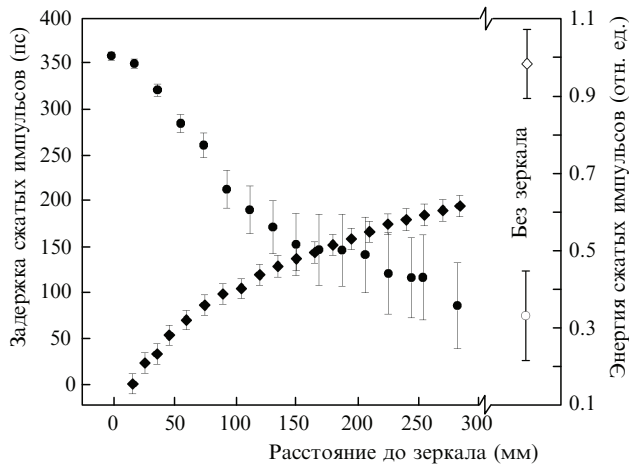


Рис.4. Зависимости задержки появления (◆) и энергии (●) сжатых импульсов от расстояния до зеркала.

бильность: $\delta_W = \sigma_W / \mu_W$. Последняя увеличивается от $\delta_W^{ES} \leq 0.02$ при небольшом расстоянии от зеркала до кюветы до $\delta_W^{ES} \approx 0.2$ при его существенном увеличении. При этом энергетические эффективность и стабильность были практически теми же, что и в отсутствие зеркала обратной связи.

Таким образом, использование обычного плоского зеркала для образования в результате простого отражения встречного к сфокусированному импульсу накачки слабого (но превышающего уровень спонтанного рассеяния) затравочного импульса той же длительности и частоты не только повышает степень и энергетическую эффективность сжатия импульсов, но и значительно (в три-четыре раза) увеличивает стабильность основных параметров сжатых импульсов (амплитуды и длительности) при таком же значительном (более трех раз) уменьшении их временного джиттера.

Схема с внешним зеркалом, помещаемым за кюветой, не позволяет реализовать весь возможный диапазон задержек слабого встречного импульса. Однако усиление может в некоторых случаях начинаться с уровня лазерного излучения накачки, рассеянного внутренними деталями кюветы – ее боковыми стенками, выходным и входным окнами. Подобная возможность возникновения случайной петлевой обратной связи обсуждалась ранее в работе [22]. В этом случае можно получить более короткие ($\bar{\tau}_m^{ES} = 81.5$ пс) сжатые импульсы (рис.3,б) с малым разбросом ($\sigma_\tau^{ES} = 1.85$ пс) длительности ($\delta_\tau^{ES} = 0.02$). К сожалению, конфигурации с внутрикюветным рассеянием реализуются случайно и весьма редко. Поэтому разделение лазерного импульса на импульс накачки и затравочный импульс с последующим встречным перекрытием их в кювете представляет собой наиболее прямой путь к исследованию возможности сжатия затравочных импульсов при их усилении во встречных сфокусированных импульсах накачки. При этом, конечно, необходимо обеспечить соответствующие поляризации и достаточно хорошее перекрытие встречных импульсов. Не останавливаясь на деталях этой более сложной схемы, приведем здесь только результаты экспериментов, в которых исследовались зависимости длительности и энергии усиленных импульсов от задержки усиливаемого импульса (рис.5). При нулевой задержке максимумы мгновенных мощностей встречных импульсов встречаются в перетяжке пучка накачки. Отрицательная задержка показы-

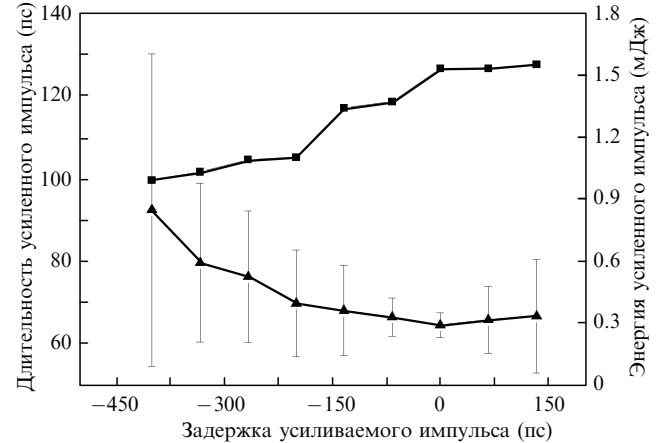


Рис.5. Зависимости длительности (▲) и энергии (■) усиленных импульсов от задержки усиливаемого импульса относительно импульса накачки.

вает, насколько раньше максимум мощности слабого импульса пересекает перетяжку, чем максимум импульса накачки. Из рис.5 видно, что оптимальными являются задержки, близкие к нулевым, в результате чего к перетяжке оба импульса подходят практически одновременно. В этом случае были получены импульсы с измеренной минимальной средней длительностью $\bar{\tau}_m^{ES} \approx 66$ пс и среднеквадратичным отклонением $\sigma_\tau^{ES} \approx 4.4$ пс (см. рис.2,е). Учитывая близость измеренных длительностей к пределу разрешения используемой измерительной аппаратуры, реальную длительность получаемых сжатых импульсов можно оценить как $\tau_r^{ES} \approx [(\tau_m^{ES})^2 - \tau_{do}^2]^{1/2} \approx 52$ пс.

Использование лампового усилителя позволило получать лазерные импульсы с большей энергией и исследовать зависимости их характеристик не только от временной задержки, но и от энергии накачки. Приведенные на рис.5 результаты получены при практически оптимальных условиях – при энергии импульсов накачки 3.2 мДж и энергии затравочных импульсов 0.26 мДж. Видно, что в этом случае реализованы энергетический коэффициент усиления $K_W \geq 6$ и степень сжатия $N_\tau^{ES} \geq 18$ при максимальной мощности сжатых импульсов $P_{max}^{ES} \sim 30$ МВт.

3. Обсуждение результатов

Поиск схемных решений, подобных использованным выше, который был проведен уже после окончания данных экспериментов, показал, что такие схемы используются весьма редко. Фокусировка излучения сквозь кювету с последующим отражением от зеркала применялась в [15]. Однако в этой работе использовался сжатый обычным способом стоков импульс, распространяющийся по отдельной кювете. Отражение этого импульса происходило до прихода импульса накачки, и отраженный сигнал посылался ему навстречу и затем усиливался в кювете при взаимодействии с накачкой. Фокусирующие зеркала после ВРМБ-кювет использовались в работе [23] с целью контроля фаз и сохранения временной огибающей отраженных импульсов длительностью ~ 7 нс. Наличие обратной связи, возникающей из-за рассеяния излучения накачки отражающими поверхностями кювет [22] либо специально создаваемой с помощью петлевых резонаторов [24], приводит благодаря электрострикции к по-

явлению решеток плотности и показателя преломления, которые оказывают существенное влияние на процесс рассеяния накачки. Следует отметить, что стимулом для проведения данного исследования было обнаружение повышения стабильности параметров сжатых импульсов при случайном приближении сфокусированного пучка накачки к стенкам ВРМБ-кюветы.

Наличие обратной связи из-за созданной накачкой решетки влияет как на распространение, так и на усиление спонтанного излучения на стоксовой частоте. Для длительных (~ 10 нс) импульсов накачки с узким спектром в отраженном излучении наблюдался стандартный для используемой ВРМБ-среды стоксов сдвиг [22, 24]. Исследование неустойчивости встречных плоских волн с одинаковыми несущими частотами в средах с электрострикционным механизмом нелинейности в работе [25] показало, что порог нестабильности во встречных волнах значительно уменьшается по сравнению со случаем генерации стоксова излучения в одном пучке накачки. При незначительном превышении порога выходные интенсивности волн колеблются с частотой бриллюэновского сдвига, а с повышением интенсивности входных волн частота колебаний уменьшается до $1/4$ бриллюэновского сдвига и менее. В недавнем обзоре [26] сообщается о формировании брэгговской решетки за счет слабого рэлеевского рассеяния импульсов с длительностью порядка 10 нс; эта решетка затем может усиливаться уже другими механизмами нелинейности (например, двухфотонным поглощением в растворах красителей), что приводит к достаточно эффективному обратному рассеянию накачки без сдвига частоты. Рассеяние этого типа предложено называть вынужденным рассеянием Рэлея – Брэгга [26].

Спектр сжатого импульса в настоящей работе не исследовался, поэтому вопрос об изменении внешнего встречного сигнала при усилении и сжатии спектра остается открытым, как, впрочем, и вопрос о спектре сжатого импульса в режиме обычной ВРМБ-компрессии. Расчеты, проведенные в нашей работе [27], показали, что из-за характерной формы сжатых импульсов произведение ширины спектра (на уровне половины интенсивности) на длительность импульса значительно (почти в два раза) меньше соответствующего произведения для гауссовых импульсов. В недавних работах [19, 20] показано, что при увеличении интенсивности излучения накачки спектр сжатого импульса сдвигается в сторону спектра накачки, в результате чего стоксов сдвига уменьшается. В то же время в работе [28] на основе численных расчетов в приближении заданного поля накачки утверждается, что при усилении сигнала с шириной спектра, близкой к ширине линии спонтанного рассеяния $\Delta\nu_B = 1/(2\pi\tau_B)$, которая определяется временем релаксации τ_B гиперзвуковых волн, максимум спектра усиленного сигнала сдвигается на стоксову частоту рассеяния Мандельштама – Бриллюэна ν_B . Для жидкого тетраоксида CCl_4 соответствующие параметры приведены в [3]: $\tau_B = 0.6$ нс, $\Delta\nu_B = 265.4$ МГц (0.0088 см^{-1}), $\nu_B = 2.76$ ГГц (0.092 см^{-1}). В экспериментах использовались импульсы с формой, близкой к гауссовой, поэтому ширины их спектров можно оценить по формуле $\Delta\nu_{\text{las}} = 2 \ln 2 / (\pi\tau_{\text{las}})$. Для применяемых в экспериментах длительностей лазерных импульсов $\tau_{\text{las}} \approx 0.9$ нс ширина спектра на половинном уровне $\Delta\nu_{\text{las}} \approx 488.3$ МГц (0.016 см^{-1}) превышает лоренцевскую ширину линии спонтанного рассеяния $\Delta\nu_B$. Для

сжатых импульсов следует ожидать ширину спектра $\Delta\nu_{\text{r}}^{\text{ES}} \approx \ln 2 / (\pi\tau_{\text{r}}^{\text{ES}}) \approx 4.2$ ГГц, которая превышает не только ширину линии спонтанного рассеяния, но и частоту стоксова сдвига. В целом, на наш взгляд, необходимо более детальное изучение изменения спектра сжатых импульсов, особенно в режиме усиления и сжатия затравочных импульсов.

Отметим также, что перекачка энергии от более интенсивного пучка к менее интенсивному возможна при различных механизмах нелинейности среды. Мы уже отмечали, что при тепловом механизме нелинейности такая перекачка наблюдалась в работе [17], при электрострикционном механизме – в наших работах [14, 16, 18], а также в настоящей работе. Эффективная передача энергии от импульса накачки к более слабому импульсу возможна и в фемтосекундном диапазоне длительностей при использовании комбинационного (рамановского) механизма нелинейности [29], когда пучок накачки и затравочный пучок пересекаются в воздухе под острым углом, при этом длительность затравочного импульса уменьшается с 52 до 27 фс, а энергия возрастает с 6 до 31 мкДж при начальной энергии импульса накачки 610 мкДж. В недавней работе [30] продемонстрирована возможность передачи энергии от более длинного (3,5 пс) импульса накачки к почти встречному более короткому (400 фс) затравочному импульсу той же частоты при их взаимодействии в лазерной плазме, возбужденной дополнительным ионизирующим ($W_i = 30$ Дж) chirпованным импульсом длительностью 400 пс; в результате достигнута энергия короткого импульса 60 мДж при коэффициенте усиления $K_a = 32$.

4. Заключение

Экспериментально исследовано изменение формы и длительности коротких сигнальных импульсов при их усилении в поле сфокусированных встречных импульсов накачки с той же несущей частотой и длительностью в среде с электрострикционным механизмом нелинейности. Одним из наиболее простых способов организации встречного взаимодействия таких импульсов состоит в установке плоского зеркала за кюветой с ВРМБ-средой. Показано, что при использовании импульсов Nd:YAG и других твердотельных минилазеров длительностью около 1 нс возможно эффективное сжатие сигнальных импульсов до длительностей менее 70 пс в средах типа CCl_4 , в которых время релаксации гиперзвуковых волн близко к длительности взаимодействующих импульсов. Учитывая, что время отклика использованной измерительной системы составляет примерно 40 пс, можно утверждать, что реальная длительность сжатых импульсов близка к 50 пс. Поскольку процесс усиления начинается не с уровня шумов спонтанного рассеяния, сжатие внешнего затравочного импульса возможно и при энергиях импульсов накачки, меньших пороговых энергий ВРМБ. Для практических применений очень важно, что при этом существенно (в несколько раз) повышаются их энергетическая и временная стабильности и уменьшается временной джиттер сжатых импульсов по сравнению со случаем ВРМБ-компрессии от уровня спонтанных шумов рассеяния. Кроме того, время появления сжатых импульсов зависит от времени задержки и интенсивности затравочных импульсов, вследствие чего его можно плавно регулировать в пределах порядка 200 пс. При ВРМБ-ком-

рессии с уровня шумов генерация сжатого импульса происходит с задержкой порядка 350 пс по сравнению со случаем, когда отражающее в обратном направлении зеркало помещается сразу же за ВРМБ-кюветой. Поэтому оптимизацией интенсивности и времени задержки затравочных импульсов можно значительно расширить диапазон энергий сфокусированных импульсов, при которых возможна эффективная передача энергии в сжатые встречные импульсы, а влияние конкурирующих эффектов типа ВКР, самофокусировки и оптического пробоя относительно мало.

1. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Труды ФИАН*, **172**, 10 (1986).
2. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С. и др. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **55**, 270 (1991).
3. *Phase Conjugate Laser Optics*. Eds by A.Brignon, J-P. Huignard (Hoboken, NJ: John Wiley & Sons Inc., 2004).
4. Бузялис Р.Р., Дементьев А.С., Косенко Е.К. *Квантовая электроника*, **12**, 2024 (1985).
5. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С. и др. *Квантовая электроника*, **14**, 2266 (1987).
6. Бузялис Р.Р., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Мураускас Э. *Квантовая электроника*, **22**, 567 (1995).
7. Buzelis R., Dement'ev A., Kosenko E., Murauskas E. *Lithuanian Phys. J.*, **38**, 63 (1998).
8. Buzelis R., Dement'ev A., Kosenko E., Murauskas E., Navakas R., Radzhiunas M. *Lithuanian Phys. J.*, **38**, 248 (1998).
9. Бузялис Р.Р., Вайцекаускас Р., Дементьев А.С. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **60**, 168 (1996).
10. Buzelis R., Dement'ev A., Murauskas E. *Lithuanian Phys. J.*, **39**, 253 (1999).
11. Girdauskas V., Dement'ev A.S., Kairyte G., Chiegis R. *Lithuanian Phys. J.*, **37**, 269 (1997).
12. Vrublevskaya O., Girdauskas V., Dement'ev A. *Lithuanian Phys. J.*, **39**, 210 (1999).
13. Dement'ev A., Girdauskas V., Vrublevskaya O. *Nonlinear Analysis: Modelling and Control*, **7**, 3 (2002).
14. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С. и др. В сб. *Лазеры и оптическая нелинейность* (Вильнюс: изд-е Ин-та физики АН Лит.ССР, 1987, с.305).
15. Лаврентьев К.К., Сабиров Р.Л., Чижов С.А., Яшин В.Е. *Оптика и спектроскопия*, **89**, 164 (2000).
16. Дементьев А.С., Михайлов А.В. *Квантовая электроника*, **14**, 1666 (1987).
17. Грозный А.В., Духовный А.М., Лещев А.А., Сидорович В.Г. Стаселько Д.И. В сб. *Оптическая голография*. Под ред. Ю.Н.Денисюка (Л.: Наука, 1979, с. 92).
18. Бразите Д., Гирдаускас В., Дементьев А., Мураускас Э., Чегис Р. В сб. *Обращение волнового фронта лазерного излучения в нелинейных средах* (Минск: изд-е Ин-та физики им. Б.И.Степанова АН БССР, 1990, с.173).
19. Ерохин А.И., Даценко С.Н., Логинов Е.В. *Квантовая электроника*, **40**, 335 (2010).
20. Erokin A.I., Smetanin I.V. *J. Russ. Las. Res.*, **31**, 452 (2010).
21. Wang Y., Gong M., Yan P., Huang L., Li D. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 788 (2009).
22. Ерохин А.И., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **26**, 144 (1999).
23. Kong H.J., Lee S.K., Yoon J.W., Beak D.H. *Opt. Rev.*, **13**, 119 (2006).
24. Бельдогин И.М., Гордеев А.А., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И., Соболев В.Б. *Квантовая электроника*, **39**, 1148 (2009).
25. Narum P., Gaeta A.L., Skeldon M.D., Boyd R.W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**, 623 (1988).
26. He G.S., in *Progress in Optics*. Ed. by E.Wolf (Amsterdam: Elsevier, 2009, Vol. 53, p. 201).
27. Buzelis R., Dement'ev A., Girdauskas V., Hamal K., Kubecek V., Prochazka I. *Czech. J. Phys. B*, **41**, 733 (1991).
28. Gao W., Lu Z.W., He W.M., Dong Y.K., Hasi W.L.J. *Laser Part. Beams*, **27**, 465 (2009).
29. Zhao Y., Witt T.E., Gordon R.J. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 173903 (2009).
30. Lancia L., Margues J.-R., Nakatsumi M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 025001 (2010).