

Формирование наносекундных импульсов с помощью ВРМБ-компрессии для накачки сверхмощного параметрического усилителя

А.А.Кузьмин, О.В.Кулагин, В.И.Родченков

Исследовано сжатие импульсного излучения лазера на неодимовом стекле при вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) в перфтороктане. Осуществлена компрессия импульсов длительностью 16 нс при диаметре пучка 30 мм. Максимальный коэффициент сжатия составил 28 в оптимальном интервале энергии лазерного импульса 2 – 4 Дж. Мощность стоковых импульсов примерно в 11.5 раз превысила мощность исходных лазерных импульсов. Исследован джиттер стокового импульса – флуктуации времени выхода стокового импульса из компрессора. Средне-квадратичный разброс этих флуктуаций составил 0.85 нс.

Ключевые слова: лазер на неодимовом стекле, ВРМБ-компрессия импульсов, накачка для сверхмощного параметрического усилителя, джиттер стокового импульса.

1. Введение

Концепция компрессии импульсов на выходе лазерных установок за счет вынужденного рассеяния света активно развивается с конца 1970-х гг. [1–4]. Импульсы подобным экспериментам дали исследования в области лазерного термоядерного синтеза, где увеличение интенсивности света на мишени играет крайне важную роль.

Наиболее перспективными методами укорочения лазерных импульсов с энергией в сотни джоулей и больше являются компрессия при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) [5] и компрессия при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) [6]. ВКР характеризуется значительным сдвигом частоты излучения, составляющим приблизительно от 500 до 1100 см⁻¹ для различных сред, при ВРМБ сдвиг частоты составляет 0.1 см⁻¹, т.е. менее 0.0001 от частоты излучения оптического или ИК диапазона. Такой сдвиг частоты меньше полосы усиления почти всех лазерных сред, что позволяет усиливать преобразованный лазерный импульс в той же среде, что и исходный. Поэтому нелинейные среды используются в качестве ВРМБ-зеркала в многопроходных лазерных усилителях [7]. К тому же влияние на ВРМБ конкурирующих типов рассеяния наименьшее.

Метод ВРМБ-компрессии достаточно давно с успехом применяется в установках с энергией импульсов до нескольких джоулей [5] и не утратил своей актуальности в настоящее время [8]. Однако работ по ВРМБ-компрессии импульсов с энергией несколько сотен джоулей очень мало. Недостаточное внимание уделено практическим аспектам этого вопроса. В конце 1990-х – начале 2000-х гг. в России, в НИИ Комплексных испытаний оптико-элект-

ронных приборов и систем (НИИКИОЭП, Сосновый Бор, Ленинградская обл.), было проведено экспериментальное исследование возможности компрессии импульсного излучения лазера на неодимовом стекле с энергией несколько сотен джоулей [9, 10], продемонстрирована возможность энергетического масштабирования систем неодимовый лазер–ВРМБ-компрессор до энергии накачки 750 Дж. Достигнуто сжатие исходного импульса длительностью 70 нс до 2–4 нс при эффективности конверсии энергии в короткий импульс 60%. В дальнейшем эти работы не получили практического развития.

В настоящее время интерес к ВРМБ импульсов с большой энергией не уменьшается в связи с развитием проектов лазерного термоядерного синтеза. Так, в проекте LIFE предлагается осуществить когерентное сложение 25 каналов, по 100 Дж в каждом, за счет использования обращения волнового фронта при ВРМБ [11]. Однако ВРМБ-компрессии импульсов большой энергии по-прежнему уделено недостаточно внимания. Незаслуженно метод ВРМБ-компрессии импульсов до сих пор не применялся при проектировании и создании сверхмощных лазерных систем, где безусловно существует своя специфика и большое значение приобретают некоторые физические аспекты ВРМБ, требующие подробного изучения, на которые ранее никто не обращал внимания.

К сверхмощным лазерным системам, как правило, относят субпетаваттные и петаваттные лазеры [12]. Существуют проекты мультипетаваттных установок. В основе работы таких систем лежит метод усиления chirпированных импульсов (CPA – Chirped Pulse Amplification) [13]. Условно сверхмощные лазеры можно разделить на три типа. В одних CPA осуществляется в неодимовом стекле [14], в других – в кристаллах титан-сапфира [15], в третьих – в параметрических кристаллах DKDP [16]. В последнем случае речь идет об ОРСПА (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification). Эта технология позволила создать в нашей лаборатории в 2007 г. отечественный лазерный комплекс PEARL мощностью 0.56 ПВт [16] – первую в мире параметрическую установку с мощностью петаваттного уровня.

А.А.Кузьмин, О.В.Кулагин, В.И.Родченков. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: alexeyhsgap@yandex.ru, ok@appl.sci-nnov.ru, rvi47@mail.ru

Во втором и третьем типах установок для накачки либо кристаллов титан-сапфира, либо параметрических кристаллов DKDP используется вторая гармоника излучения лазера на неодимовом стекле. В работе [17] сравниваются достоинства и недостатки трех перечисленных подходов к достижению мультитераваттной мощности. Основным недостатком систем на неодимовом стекле является узкая полоса усиления, ограничивающая длительность сжатого импульса на уровне несколько сотен фемтосекунд, в результате для продвижения в мультитераваттный диапазон необходимы импульсы с энергией порядка нескольких килоджоулей, для сжатия которых не создано оптически стойких дифракционных решеток. Системы на титан-сапфире и параметрические усилители на DKDP обеспечивают широкополосное усиление, позволяющее сжимать импульсы примерно до 20 фс, т.е. для достижения такой же пиковой мощности, что и в установках на неодимовом стекле, требуется в десятки раз меньшая энергия.

Существующие технологии позволяют выращивать кристаллы титан-сапфира с апертурой около 20 см. Размеры же производимых кристаллов DKDP примерно в два раза больше. Принцип ОРСПА имеет ряд преимуществ перед СПА: 1) очень высокий коэффициент усиления за проход (10000 по сравнению с 10 при СПА); 2) отсутствие самовозбуждения и усиленной спонтанной люминесценции; 3) высокий временной контраст сжатого импульса в силу нелинейного характера усиления; 4) отсутствие тепловыделения в параметрическом кристалле, связанного с дефектом кванта; 5) меньшее, чем в схеме СПА, искажение спектра, поскольку отсутствует насыщение усиления, вызванное истощением инверсии населенности. Благодаря указанным преимуществам принцип параметрического усиления импульсов мы считаем наиболее перспективным для продвижения в мультитераваттный диапазон мощности. В то же время существенным недостатком ОРСПА является необходимость использования короткого (длительностью ~ 1 нс) импульса накачки, поскольку параметрический усилитель, в отличие от лазерного усилителя, не может накапливать энергию в виде инверсии населенностей и длительность импульса накачки должна быть сопоставима с длительностью растянутого фемтосекундного импульса. По той же причине высоки и требования к синхронизации chirпированного импульса и импульса накачки. Временной джиттер – неконтролируемое случайное отклонение по времени одного импульса от другого – не должен превышать ~ 0.1 нс.

Таким образом, все преимущества ОРСПА связаны непосредственно с усилителем, а недостатки – с лазером накачки, требования к которому выше, чем при СПА. При длительности импульсов лазера накачки ~ 1 нс порог пробоя оптических элементов значительно ниже, чем для импульсов длительностью несколько десятков наносекунд [18], как, например, в лазерах накачки для титан-сапфира. Огромной проблемой является самофокусировка излучения. При работе с длинными импульсами (десятки наносекунд) эти ограничения гораздо более слабые.

Для преодоления ограничений, обусловленных короткой длительностью импульсов лазера накачки в схеме ОРСПА, мы предлагаем использовать метод ВРМБ-компрессии импульсов. При таком подходе лазер накачки для параметрического кристалла, как и в случае с титан-сапфиром, будет генерировать длинные импульсы длительностью порядка десятков наносекунд, что снизит

ограничения, связанные с оптическим пробоем элементов, самофокусировкой излучения, искажениями формы импульсов, а также увеличит съем энергии с усилителей. Затем энергию длинного импульса можно перекачать за счет ВРМБ в короткий наносекундный импульс, имеющий стоксов сдвиг частоты; в дальнейшем короткий импульс может быть использован для накачки параметрического кристалла.

Высокие требования к синхронизации импульса накачки и chirпированного фемтосекундного импульса в схеме ОРСПА требуют проведения исследований джиттера стоксова импульса, вызванного флуктуационной природой затравки для ВРМБ. Экспериментально этот вопрос ранее не исследовался, поскольку в традиционных приложениях ВРМБ-компрессии не было необходимости в синхронизации лазерных импульсов от разных источников. Считается, что в традиционной и наиболее простой схеме ВРМБ-компрессора, когда исходный импульс фокусируется в длинную кювету (время пробега света от входа в кювету до фокальной перетяжки должно превышать половину длительности компрессируемого импульса), джиттер стоксова импульса должен быть порядка времени пробега света через фокальную перетяжку. Это время, как правило, не превышает нескольких пикосекунд, что значительно меньше требуемой точности синхронизации импульсов в схеме ОРСПА. Так обстоит дело в большинстве практических случаев, когда компрессия импульсов осуществляется в режиме сильно нестационарного ВРМБ. Иная ситуация может сложиться в интересующем нас случае сжатия импульсов, длинных в масштабе времени релаксации гиперзвука в нелинейной среде. Этот временной масштаб может стать определяющим для величины джиттера стоксова импульса. Интуитивно ясно, что для уменьшения джиттера время затухания гиперзвука должно быть как можно меньше.

Среди наиболее подходящих сред для ВРМБ-компрессии импульсов большой энергии, обладающих наименьшим временем релаксации гиперзвука (менее 1 нс), выделим жидкие фреоны, в частности фторуглероды, или перфторированные углеводороды [19]. Настоящая работа посвящена исследованию ВРМБ-компрессии импульсов лазера на неодимовом стекле длительностью 16 нс в перфтороктане (C_8F_{18}). Основное внимание уделено измерению джиттера стоксова импульса в однокюветной схеме компрессии.

2. Экспериментальная установка

Для экспериментов по сжатию импульсов нами была создана установка, схема которой изображена на рис.1.а. В качестве лазерного источника использовался лазер накачки комплекса PEARL, работавший в режиме усиления гигантских импульсов. Импульсы имели близкую к гауссовой форму, их длительность Δt_{las} составляла 16 нс (FWHM). В состав установки также входили ВРМБ-компрессор (кювета длиной 3 м и диаметром 35 мм, заполненная перфтороктаном, рис.1.б), поляризатор и четверть-волновая пластинка для оптической развязки излучения на входе и выходе компрессора, линза для фокусировки лазерного пучка в кювету и системы диагностики для лазерного и стоксова импульсов, включающие стеклянные клинья, цифровые камеры SDU285R с матрицами Sony CCD ICX285AL для измерения распределения интенсивности в пучках, измерители энергии импульсов Gentec

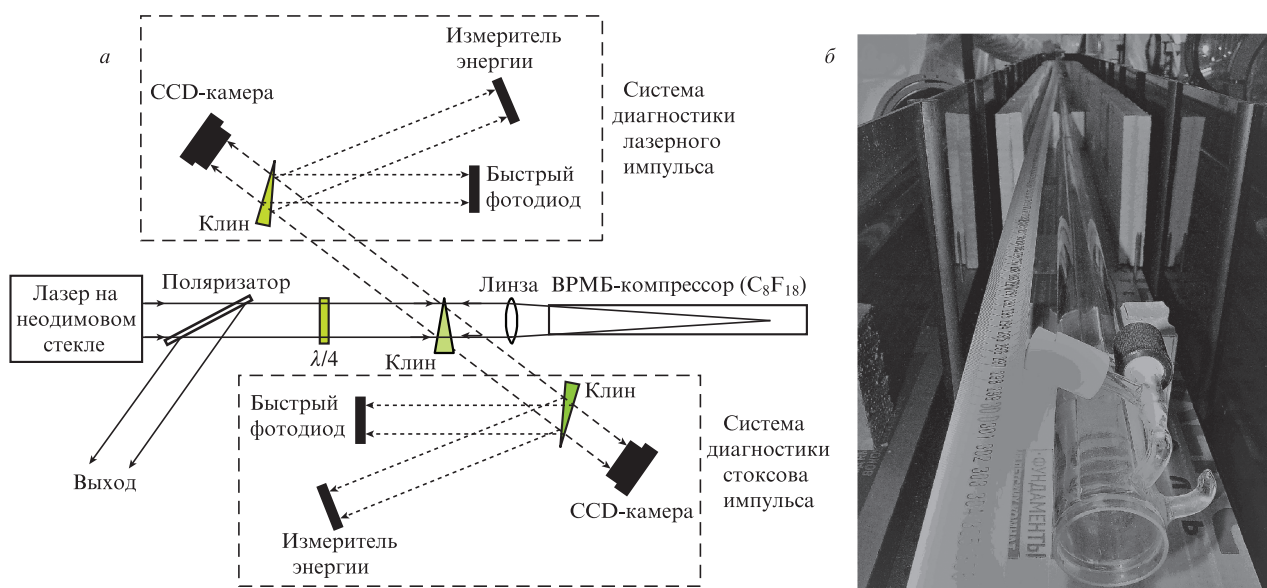


Рис.1. Схема экспериментальной установки (а) и фотография ВРМБ-компрессора (б).

ЕО QE50LP-S-MB-D0, фотодиоды Thorlabs SIR5-FC с временным откликом менее 0.1 нс для измерения формы импульсов. Сигналы с фотодиодов регистрировались осциллографом Tektronix DPO71254C с полосой пропускания 12.5 ГГц. Диаметр лазерного пучка на входном окне кюветы составлял 30 мм, а фокальная перетяжка находилась на расстоянии $z_f = 2635$ мм от этого окна. Необходимое для осуществления ВРМБ-компрессии условие $z_f > c\Delta t_{\text{las}}/(2n)$ было выполнено (здесь c – скорость света в вакууме, $n = 1.268$ – показатель преломления перфтороктана на длине волны $\lambda = 1054$ нм).

Физические свойства перфтороктана, характеризующие процесс ВРМБ в нем, подробно исследованы в [19, 20]. Так, плотность при комнатной температуре $\rho_0 = 1.77$ г/см³, время затухания гиперзвуковых колебаний (в е раз) $\tau_R = 0.8$ –0.9 нс, скорость распространения гиперзвука $v_s = 563$ м/с, стационарный коэффициент усиления стоксовой волны при ВРМБ $g = 4.7$ см/ГВт. Преимуществом таких сред, и перфтороктана в частности, являются сравнительно высокие пороги оптического пробоя и других нелинейно-оптических эффектов (ВКР, самофокусировка), низкое поглощение в видимом и ближнем ИК диапазонах [21]. Для эффективной реализации этих преимуществ необходимо выполнить очистку ВРМБ-сред как от дисперсных, так и от растворенных молекулярных примесей.

Используемый в наших экспериментах перфтороктан подвергался глубокой очистке ректификацией в режиме эмульгирования. Это метод ректификации, в котором поверхность контакта движущихся в противотоке жидкой и паровой фаз формируется в вертикальном аппарате колонного типа с диспергирующей твердой насадкой в режиме трехфазного псевдооживленного слоя [22, 23].

Метод весьма эффективен при глубокой очистке галогенсодержащих жидкостей от примесей в молекулярно-растворенной форме благодаря развитой поверхности контакта фаз. Кроме того, данный метод эффективен для очистки от микродисперсных примесей, т. к. в процессе ректификации происходит конвективная диффузия субмикронных взвешенных частиц в паре к поглощающей поверхности раздела фаз [24, 25]

Особое внимание было уделено сохранению чистоты перфтороктана при заполнении им ВРМБ-кюветы. Для исключения фона микродисперсной фазы внутренняя поверхность кюветы обрабатывалась по специально разработанной методике сильным реактивом – окислителем, приготовленным на основе концентрированного пероксида водорода. Перед загрузкой ВРМБ-кювета длительное время промывалась потоком высокочистого перфтороктана непосредственно из ректификационной колонны.

Все этапы очистки нелинейной среды и изготовления кюветы были осуществлены в ИПФ РАН на изготовленном нами оборудовании. Из нелинейной жидкости удалялись поглощающие частицы субмикронного размера до концентрации не более 1 см⁻³ и водородсодержащие примеси до концентрации менее 10⁻⁵% по массе. ВРМБ-кювета была помещена в теплоизолирующий короб для уменьшения градиентов температуры в нелинейной среде и предотвращения рефракции излучения на длине кюветы.

3. Результаты экспериментов

В ходе экспериментов энергия лазерных импульсов изменялась в диапазоне 0–8.5 Дж. Лазерный пучок имел супергауссово распределение интенсивности (рис.2,а,в), его расходимость в 2.4 раза превышала дифракционную; это определило увеличение порога ВРМБ – энергии лазерного импульса, при которой 5% энергии рассеивается в стоксову волну. Зависимости энергии стоксова импульса E_s и коэффициента отражения стоксова импульса R_s от энергии лазерного импульса E_{las} приведены на рис.3, из которого следует, что порог ВРМБ E_{th} в наших экспериментах составлял 17.5 мДж, что в 5.8 раз превышает порог для излучения дифракционного качества [19]. При увеличении энергии наблюдались быстрый рост коэффициента отражения и насыщение вблизи уровня 95% при энергиях больше 1 Дж. Экспериментальная зависимость $R_s(E_{\text{las}})$ на рис.3 близка к универсальной зависимости из [26], описываемой формулой $R_s = 1/(1 + \alpha E_0/E_{\text{las}})$, где $E_{\text{las}} > E_0$, E_0 – некоторая постоянная энергия, характеризующая нелинейную среду (в нашем случае $E_0 = 9.5$ мДж), $\alpha = 6$ – универсальный коэффициент для нестационарно-

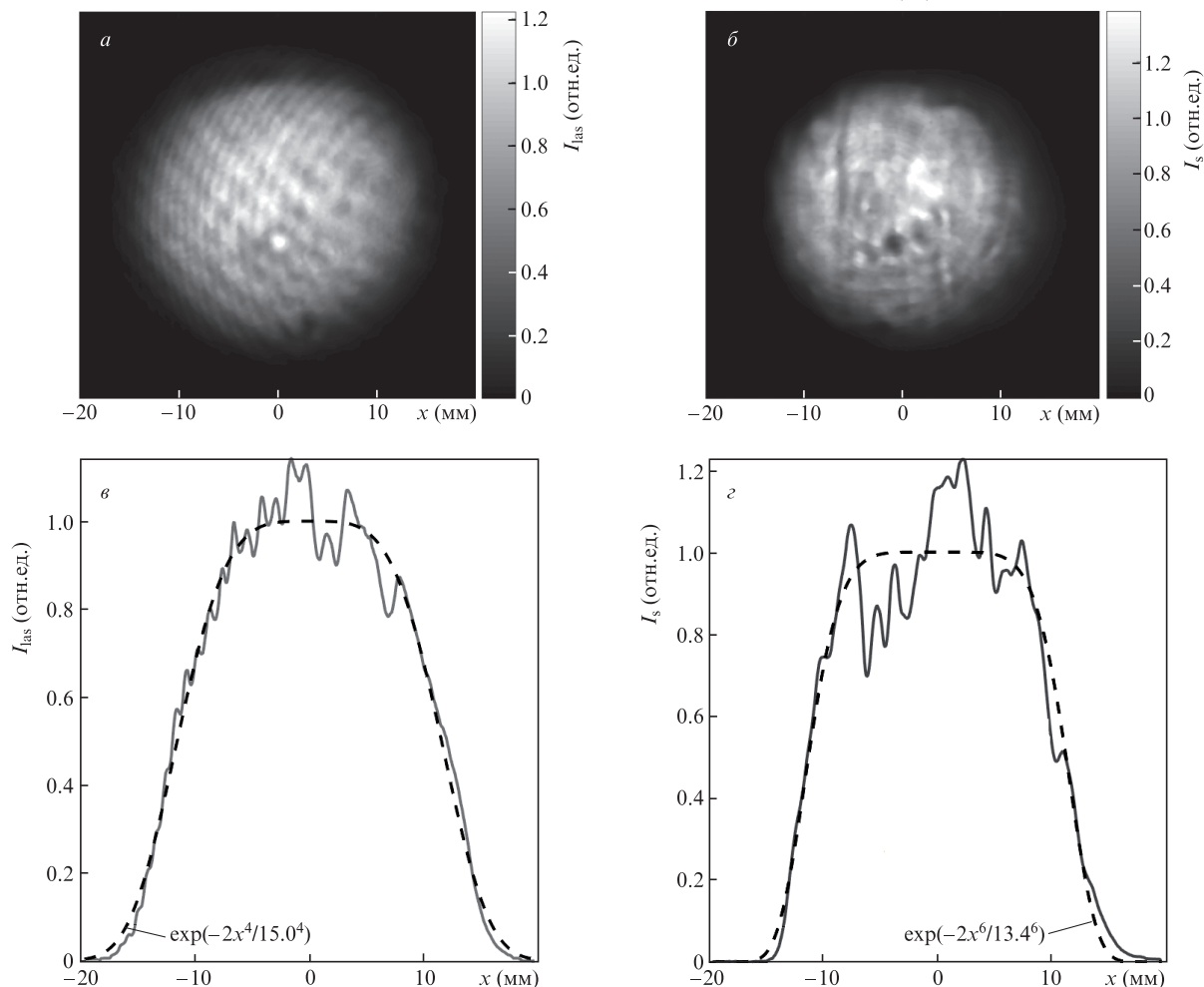


Рис.2. Нормированные распределения интенсивностей в лазерном I_{las} (а) и стоксовом I_s (б) пучках, а также их сечения вдоль поперечной координаты $y = 0$ (в и г соответственно, сплошные кривые; штриховые кривые – аппроксимации экспериментальных профилей, описываемые приведенными на рисунках формулами).

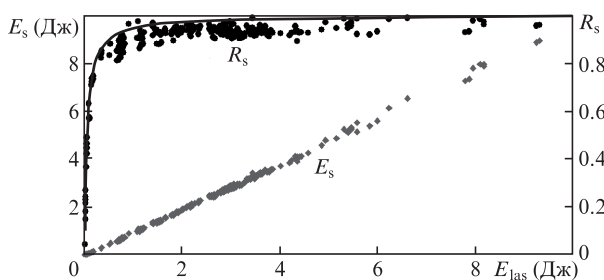


Рис.3. Зависимости энергии E_s и коэффициента отражения R_s стоксова импульса от энергии лазерного импульса E_{las} (точки – данные эксперимента, сплошная кривая описывается универсальной для ВРМБ зависимостью $R_s(E_{las})$ из [26]).

го ВРМБ. Близость экспериментальной и теоретической зависимостей $R_s(E_{las})$ свидетельствует об отсутствии побочных нелинейных эффектов, конкурирующих с ВРМБ.

На рис.4 представлена зависимость длительности стоксова импульса по полувысоте Δt_s от энергии лазерного импульса. На пороге ВРМБ она составляла около 5 нс. При росте энергии лазерного импульса длительность стоксова импульса уменьшалась. Наибольший коэффициент компрессии, равный 27.7, был достигнут в интервале энергий 2–4 Дж. Минимальная измеренная Δt_s составила 0.56 нс. Осциллограммы лазерного и стоксова им-

пульсов при различных энергиях E_{las} представлены на рис.5. Осциллограммы отображают усредненные по апертуре мощности импульсы; при их получении перед быстрыми фотодиодами помещались матовые пластинки, перемешивавшие излучение от разных точек поперечных сечений пучков. По мере увеличения энергии лазерного импульса и достижения оптимальной компрессии при $E_{las} = 3.5$ Дж (рис.5,в) за основным пиком стоксова импульса появлялся осциллирующий хвост, в котором было сосредоточено около 50% энергии стоксова излучения.

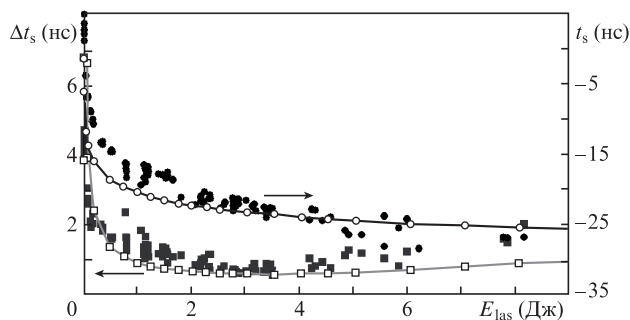


Рис.4. Экспериментальные (темные точки) и теоретические (светлые точки) зависимости длительности стоксова импульса и положения его пика (в системе отсчета лазерного импульса) от энергии лазерного импульса.

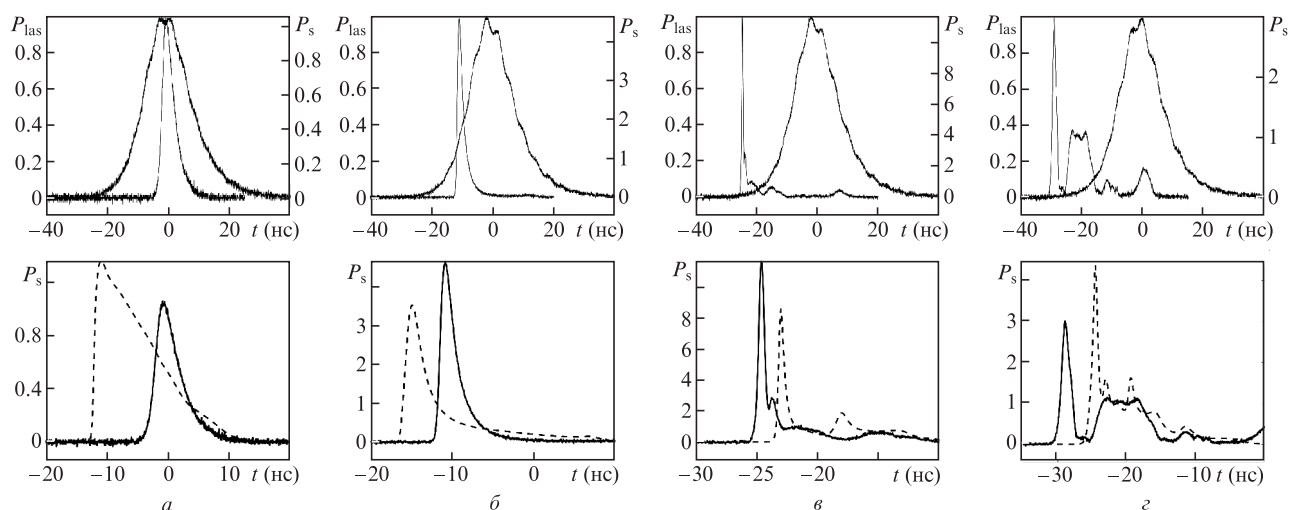


Рис.5. Осциллограммы нормированных на пиковую мощность лазерного импульса мощностей лазерного (P_{las}) и стоксова (P_s) импульсов при различных значениях их энергий и длительностей Δt_{las} и Δt_s : $a - E_{\text{las}} = 30$ мДж, $E_s = 8$ мДж, $\Delta t_{\text{las}} = 16.97$ нс, $\Delta t_s = 4.23$ нс; $b - E_{\text{las}} = 160$ мДж, $E_s = 110$ мДж, $\Delta t_{\text{las}} = 15.61$ нс, $\Delta t_s = 2.00$ нс; $c - E_{\text{las}} = 3.5$ Дж, $E_s = 3.3$ Дж, $\Delta t_{\text{las}} = 15.52$ нс, $\Delta t_s = 0.56$ нс; $c - E_{\text{las}} = 7.9$ Дж, $E_s = 7.3$ Дж, $\Delta t_{\text{las}} = 15.86$ нс, $\Delta t_s = 1.50$ нс (верхний ряд – экспериментальные осциллограммы лазерного и стоксова импульсов, нижний ряд – экспериментальные и теоретические (штриховые кривые) осциллограммы стоксова импульса).

Наличие хвоста говорит о том, что длина кюветы выбрана не оптимальной для полной перекачки энергии в основной пик. Основной стоксов импульс покидает нелинейную среду раньше, чем лазерный импульс полностью в нее войдет. Если кювету сделать длиннее, то от такого хвоста можно избавиться. В то же время наблюдавшаяся в наших экспериментах максимальная степень сжатия лазерных импульсов близка к предельно возможной [27].

При энергии лазерного импульса от 4 Дж и выше наблюдалось уменьшение степени сжатия. Нарастающий эффект экранировки фокальной перетяжки объемной гиперзвуковой решеткой приводил к уменьшению длины взаимодействия лазерного и стоксова импульсов. Область эффективного рассеяния сдвигалась к входному окну кюветы. Это приводило не только к увеличению длительности основного стоксова импульса, но и к росту хвоста, который при энергии около 8 Дж напоминал по форме падающий лазерный импульс и содержал в себе практически всю энергию рассеянного излучения (рис.5, c).

Временная шкала на рис.5 привязана к лазерному импульсу. За нулевой момент времени принято положение центра лазерного импульса, оцененное по площади под осциллограммой. Если бы вся энергия лазерного импульса передавалась стоксову импульсу в точке фокуса, то осциллограмма стоксова импульса повторяла бы осциллограмму лазерного импульса и имела центр в нуле. Поскольку основной стоксов пик зарождается именно в фокальной перетяжке внутри ВРМБ-кюветы, то на приведенных осциллограммах положение стоксова пика (t_s) определяет ту часть исходного лазерного импульса, из которой этот пик образуется. Так, на пороге ВРМБ стоксов импульс образуется в фокальной перетяжке, когда до нее доходит максимум лазерного импульса, поэтому на рис.5, a стоксов пик находится в нулевой точке временной шкалы ($t_s = 0$). Осцилляции в хвосте стоксова импульса рождаются уже не в фокальной перетяжке, а в результате рассеяния лазерного импульса на сформированной во всем объеме нелинейной среды гиперзвуковой решетке, поэтому их положение относительно лазерного импульса на приведенных осциллограммах не характеризует ту

часть лазерного импульса, из которой они образуются. Так, второй пик стоксова импульса на рис.5, c вблизи момента времени $t = -20$ нс соответствует отражению максимума лазерного импульса. Интервал в 20 нс определяет точку отражения максимума лазерного импульса. Она отстоит от фокальной перетяжки в сторону входа в кювету на расстояние, проходимое светом в нелинейной среде за 10 нс, т.е. находится вблизи входного окна ВРМБ-кюветы.

Большое внимание в наших экспериментах было уделено измерению джиттера стоксова импульса – случайного отклонения от некоторого среднего значения времени выхода стоксова импульса из кюветы при одинаковых параметрах лазерного импульса. Такого рода временные флуктуации вызваны шумовой природой начала развития процесса ВРМБ, об их величине можно судить по разбросу экспериментальных точек параметра t_s на рис.4 при фиксированных значениях энергии лазерного импульса E_{las} . Для наглядности на рис.6, a приведены наложенные друг на друга три осциллограммы, полученные в условиях оптимальной компрессии лазерных импульсов. Во всех трех случаях измеренная энергия лазерных импульсов составила 3.4–3.5 Дж, их длительность $\Delta t_{\text{las}} = 15.8 \pm 0.1$ нс (FWHM). Осциллограммы лазерных импульсов очень точно легли друг на друга, в то время как пики стоксовых импульсов разошлись в пределах 0.87 нс. Именно такой средний разброс флуктуаций параметра t_s наблюдался во всех наших экспериментах.

Для измерения флуктуаций параметра t_s мы также использовали альтернативный метод. В существующей схеме лазера накачки комплекса PEARL на вход усилителей на неодимовом стекле подаются импульсы длительностью около 1 нс, которые вырезаются из гигантских импульсов (как в наших экспериментах по ВРМБ-компрессии) при помощи ячейки Поккельса. Оставшаяся после вырезания часть гигантского импульса имеет провал (показан на рис.6, b). Момент срабатывания ячейки Поккельса синхронизован с генератором фемтосекундных импульсов таким образом, что chirпированный фемтосекундный импульс и импульс лазера накачки (на удвоен-

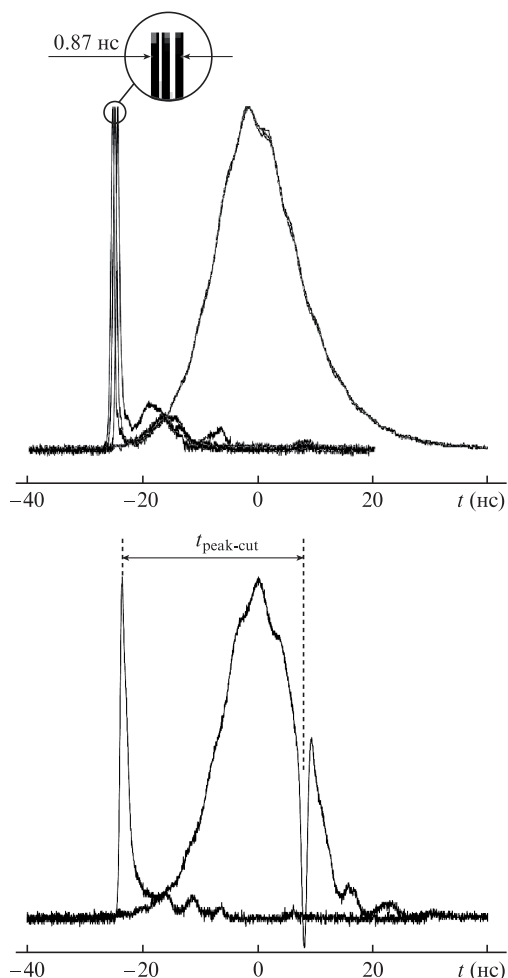


Рис.6. Иллюстрация временных флуктуаций положения пика стоковского импульса при ВРМБ-компрессии (три наложенных друг на друга осциллограммы, лазерные импульсы совпадают, стоковсы – расходятся) (а) и иллюстрация способа измерения джиттера с использованием эталонного «выреза» в лазерном импульсе (б).

ной частоте) пересекаются в параметрическом кристалле DKDP с точностью лучше 0.1 нс. Фактический интерес представляет синхронизация стоковых импульсов, полученных в наших экспериментах, с импульсами фемтосекундного задающего генератора или с ячейкой Поккельса, что в силу сказанного выше практически то же самое.

Нами проведен эксперимент по компрессии гигантского импульса с провалом на его заднем фронте, образованным вырезающей ячейкой Поккельса. Момент вырезания был специально смещен из максимума лазерного импульса на его хвост, чтобы провал не влиял на формирование основного стокового пика. При одинаковых параметрах лазерного импульса мы измеряли смещение пика стокового импульса относительно провала ($t_{\text{peak-cut}}$), который выполнял роль метки времени (рис.6,б).

По результатам экспериментов была найдена функция распределения джиттера стокового импульса $F(\delta t_s)$, графически представленная на рис.7. Ступенчатая линия построена по результатам эксперимента, гладкая линия – аппроксимация экспериментальных данных нормальным распределением. Аргумент функции распределения δt_s – флуктуации величины $t_{\text{peak-cut}}$. По определению значение функции $F(\delta t_s)$ равно вероятности того, что в конкретной экспериментальной реализации отличие $t_{\text{peak-cut}}$ от своего среднего значения меньше или равно δt_s . Из

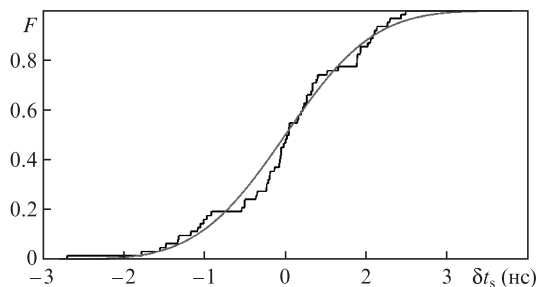


Рис.7. Функция распределения джиттера стокового импульса (ступенчатая линия построена по результатам эксперимента, гладкая линия – аппроксимация нормальным распределением со среднеквадратичным отклонением $\sigma = 0.85$ нс).

анализа построенной функции распределения следует, что среднеквадратичный разброс случайной величины δt_s составляет 0.85 нс. Это совпадает с величиной разброса экспериментальных точек для параметра t_s на рис.4. Экспериментальная функция распределения джиттера стокового импульса хорошо совпадает с нормальной функцией распределения с параметром σ (среднеквадратичное отклонение), также равным 0.85 нс.

На основе полученных экспериментальных данных можно заключить, что джиттер стокового импульса в случае ВРМБ-компрессии импульсов, длинных в масштабе времени релаксации гиперзвука, сравним с этим характерным временем. Это делает невозможным использование простой схемы однокюветного ВРМБ-компрессора для сжатия импульсов лазера накачки сверхмощного параметрического лазерного комплекса, такого как PEARL, до длительности ~ 1 нс. Однако идея сжатия импульсов за счет ВРМБ несомненно имеет большой потенциал при разработке мультитераваттных параметрических лазерных систем. Для уменьшения временного джиттера стокового импульса может быть использована двухкюветная схема: ВРМБ-усилитель – ВРМБ-генератор. Короткий стоков импульс с джиттером менее 0.1 нс,двигающийся навстречу длинному лазерному импульсу большой энергии в усилительной ВРМБ-кювете, может быть получен вырезанием ячейкой Поккельса (со стабильностью во времени лучше 0.1 нс [16]) из длинного стокова импульса малой энергии, сформированного в генераторной ВРМБ-кювете (создание подобной установки планируется в ближайшей перспективе). Существуют способы уменьшения джиттера в однокюветной схеме за счет использования обычного зеркала за ВРМБ-кюветой, отражающего часть прошедшего за фокальную перетяжку излучения назад и обеспечивающего затравку для стокового импульса. Такой метод позволил в работе [8] сократить джиттер стокового импульса в три раза при длительности лазерного импульса ~ 0.9 нс. Однако вопрос о действенности данного метода при компрессии импульсов длительностью ~ 16 нс остается открытым и требует отдельных исследований, которые также запланированы на ближайшее будущее.

В заключение хочется сказать несколько слов о проектировании ВРМБ-компрессоров. Среди множества математических моделей, созданных для описания ВРМБ в сфокусированных пучках, наиболее полно учитывает особенности фокусировки и дифракции излучения, а также влияние конкурирующих эффектов модель, приведенная в [28]. Она основана на решении численными методами укороченных нелинейных уравнений взаимодействия лазерной, стоковой и гиперзвуковой волн. Уравнения

содержат производные по времени и продольной координате, а также лапласиан по поперечным координатам. Модель не привязана к форме лазерного пучка на входе в нелинейную среду. Вычислительные мощности современных персональных компьютеров позволяют без особых проблем использовать данную модель для расчета ВРМБ реальных экспериментальных пучков, что и было осуществлено в ходе настоящей работы. Определенную сложность представляет моделирование фазовых искажений, существующих в реальном лазерном пучке. Однако, как показали наши вычисления, в случае, когда энергия лазерного импульса в несколько раз превышает порог ВРМБ, расчетные параметры стока импульса, полученные в предположении плоского фазового фронта лазерного излучения перед фокусировкой в кювету, близки к экспериментальным результатам для пучка с расходимостью, в 2.4 раза превышающей дифракционную. На рис.4 и 5 в диапазоне оптимальных (для компрессии) энергий лазерного излучения видно хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных. Это позволяет использовать модель из работы [28] для проектирования различных схем ВРМБ-компрессии для нашего лазера.

4. Заключение

Создан экспериментальный стенд для осуществления ВРМБ-компрессии лазерных импульсов длительностью 16 нс в высокочистом перфтороктане. Длина ВРМБ-кюветы составила 3 м при диаметре 35 мм. Определен оптимальный диапазон энергий лазерного импульса, в котором достигаются наибольшая степень сжатия (27.7 раз) и наилучшая эффективность перекачки энергии в короткий стоков импульс (около 50%). При длительности лазерного импульса 16 нс (FWHM) минимальная длительность стока импульса составила 0.56 нс. Пиковая мощность стока импульса примерно в 11.5 раз превысила мощность лазерного импульса.

Обусловленный шумовой природой ВРМБ среднеквадратичный разброс времени выхода стока импульса из кюветы составил 0.85 нс, что близко к времени релаксации гиперзвука в нелинейной среде (0.8–0.9 нс). Такой уровень флуктуаций неприемлем при использовании стоковых импульсов в качестве накачки параметрических усилителей chirпированных импульсов лазерного комплекса PEARL и в аналогичных установках. Требуется применение более сложных схем ВРМБ-компрессора, что станет предметом нашей дальнейшей работы.

Работа выполнена в рамках программы развития ИПФ РАН на 2016–2020 гг. (соглашение № 007-02-1225/2) и Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом», а также при поддержке РФФИ (проект № 15-02-08099) и стипендиальной программы Президента РФ для молодых ученых и

аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики (проект № СП-703.2016.2).

- Murray J.R., Goldhar J., Eimerl D., Szoke A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15** (5), 342 (1979).
- Ewing J.J., Haas R.A., Swingle J.C., George E.V., Krupke W.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 368 (1979).
- Jacobs R.R., Goldhar J., Eimerl D., Brown S.B., Murray J.R. *Appl. Phys. Lett.*, **37** (3), 264 (1980).
- Горбунов В.А., Паперный С.Б., Петров В.Ф., Старцев В.Р. *Квантовая электроника*, **10** (7), 1386 (1983) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **13** (7), 900 (1983)].
- Hon D.T. *Opt. Lett.*, **5**, 516 (1980).
- Maier M., Kaiser W., Giordmaine J.A. *Phys. Rev. Lett.*, **17**, 1275 (1966).
- Shilov A.A., Pasmanik G.A., Kulagin O.V. *Opt. Lett.*, **26** (20), 1565 (2001).
- Дементьев А.С., Демин И., Мураускас Э., Славинскис С. *Квантовая электроника*, **41** (2), 153 (2011) [*Quantum Electron.*, **41** (2), 153 (2011)].
- Сиразетдинов В.С., Чарухчев А.В. *Оптический журн.*, **64** (12), 85 (1997).
- Sirazetdinov V.S., Alekseev V.N., Charukhchev A.V., Kotilev V.N., Liber V.I., Serebryakov V.A. *Proc. SPIE*, **3492**, part 2, 1002 (1999).
- Kong H.J., Park S., Cha S., Kalal M. *Opt. Mater.*, **35** (4), 807 (2013).
- <https://lasers.llnl.gov/map/index.htm>.
- Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56** (3), 219 (1985).
- 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).
- Aouama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H. *Opt. Lett.*, **28** (17), 1594 (2003).
- 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** (6), 421 (2007).
- Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **178**, 1006 (2008).
- Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромель В.А., Яшин В.Е. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990).
- Yoshida H., Kmetik V., Fujita H., Nakatsuka M., Yamanaka T., Yoshida K. *Appl. Opt.*, **36** (16), 3739 (1997).
- Kmetik V., Fiedorowicz H., Andreev A.A., Witte K.J., Daido H., Fujita H., Nakatsuka M., Yamanaka T. *Appl. Opt.*, **37** (30), 7085 (1998).
- Andreev N.F., Kulagin O.V., Palashov O.V., Pasmanik G.A., Rodchenkov V.I. *Proc. SPIE*, **2633**, 476 (1996).
- Кафаров В.В. *Заводская лаборатория*, **17** (12), 1509 (1951).
- Кафаров В.В., Бляхман Л.И., Плановский А.Н. *Бюллетень открытий, изобретений и торговых знаков № 30*, 141 (1974).
- Девятовых Г.Г., Родченков В.И., Буевич Ю.А., Качемцев А.Н., Сорочкин А.М., Мурский Г.Л. *ДАН СССР*, **297** (3), 661 (1987).
- Мурский Г.Л., Логинов А.В., Родченков В.И., Сорочкин А.М., Крылов В.А. *Высококачественные вещества*, **2** (3), 76 (1988).
- Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1986).
- Pasmanik G.A., Shklovsky E.I., Shilov A.A., in *Phase Conjugate Laser Optics* (Eds A.Brignon A., J.-P.Huignard) (John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2003, p. 223).
- Dement'ev A., Girdauskas V., Vrublevskaia O. *Nonlinear Analysis: Modelling and Control*, **7** (1), 3 (2002).