

УДК 535.8

Сверхсильный свет (достижения и перспективы)

© 2018 г. **А. А. Андреев, ДОКТОР ФИЗ.-МАТ. НАУК***Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург**Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург**E-mail: alexanderandreev72@yahoo.com**Поступила в редакцию 15.07.2018*

DOI:10.17586/1023-5086-2018-85-11-19-28

Представлен обзор получения сверхмощных ультракоротких лазерных импульсов и их применения для взаимодействия сверхсильных световых полей с веществом. Рассмотрены основные проблемы и возможности создания импульсов с мульти-петаваттной пиковой мощностью с помощью линейной и нелинейной компрессии. Делается прогноз использования таких лазерных систем.

Ключевые слова: мощные ультракороткие лазерные импульсы, компрессия лазерных импульсов, взаимодействие сверхсильных световых полей с веществом.

Коды OCIS: 140.7090, 270.6620, 290.5830, 320.5520, 350.5400

ВВЕДЕНИЕ

Получение сверхсильного света (максимальной силы света) или максимальной концентрации энергии излучения как в пространстве, так и во времени для экстремального воздействия на вещество является одним из основных направлений в современной оптике. Этому препятствуют целый ряд линейных и нелинейных эффектов, таких как абберации оптических элементов, самовоздействие мощных импульсов, оптический пробой, а также различного вида вынужденное рассеяние. Например, сейчас возможно получить энергию 10 кДж в лазерном импульсе длительностью 0,1–1 нс при использовании лазерных систем на стекле с неодимом с диаметром выходного усилительно-го каскада около 30 см, поскольку порог разрушения стекла при таких импульсах составляет около 10 Дж/см² [1].

Можно также использовать широкоапертурные эксимерные лазерные системы (например KrF), накачиваемые мощным электронным пучком. Однако для достижения сверхвысоких интенсивностей (например 10²² Вт/см²) необходимо уменьшение длительности таких импульсов до $t_l = 0,1$ пс без потери энергии и качества лазерного пучка. Прямое усиление сверхкоротких световых импульсов неэффективно, так как сильно падает коэффициент усиления, а также возрастает роль нелинейных эффектов и влияние дисперсии групповых скоростей. Радикальное подавление нели-

нейных эффектов, особенно опасных для сверхкоротких лазерных импульсов, оказалось возможным лишь при переходе к новой архитектуре лазерных систем, основанной на компрессии импульсов. В этом подходе в лазерной системе усиливается относительно длинный импульс, для которого нелинейные процессы оказываются не существенными, а его сжатие во времени происходит на выходе лазера. При этом сверхкороткий лазерный импульс высокой интенсивности взаимодействует с ограниченным числом оптических элементов таких, как например фокусирующее зеркало, что позволяет сохранить короткую длительность импульса и возможность его предельной фокусировки. Преимущества такой архитектуры лазерных систем были осознаны уже достаточно давно [2], но возможности ее практической реализации появились лишь с разработкой эффективных методов сжатия импульсов. В настоящее время существует, по крайней мере, два достаточно хорошо исследованных метода компрессии импульсов.

В первом подходе [2–7], во многом свободном от приведенных выше ограничений, короткий, chirпированный (с частотой, зависящей от времени) лазерный импульс вначале расширяется и усиливается. Сжатие этого chirпированного лазерного импульса с линейной частотной модуляцией происходит в диспергирующей линии задержки, в качестве которой чаще всего используются дифракционные решетки. Этот метод получил

название «Усиление чирпированного импульса», или CPA — в англоязычной литературе [2, 5]. В Государственном оптическом институте (ГОИ), имевшем все необходимые компоненты и соответствующий опыт работы, одним из первых в мире был создан 30-ти терраваттный лазер на основе метода CPA более двадцати лет назад [3, 4]. Развитие этого метода [8], в том числе с помощью не так давно предложенной оптической параметрической схемы (ОРCPA) [9, 10], в настоящее время проводится в ведущих лабораториях мира.

Именно с использованием этого подхода за последние 10 лет получены рекордные пиковые мощности лазерного излучения. В лазерных системах, основанных на данном методе, возможно получение импульсов мультитераваттной мощности. Максимально возможная энергия импульса в данном случае ограничена термическим порогом разрушения оптических элементов, особенно дифракционных решеток схемы компрессора, размер которых в случае энергии около 10 кДж очень велик (до 200×200 см) и, соответственно, такие решетки очень дороги. Одной из возможностей создания менее дорогих решеток меньшего размера может быть существенное увеличение порога их разрушения путем использования многослойных диэлектрических покрытий, составных или плазменных решеток [7, 11–13]. Мы не будем останавливаться в этом обзоре подробно на этом методе, поскольку он был рассмотрен в нашем и других обзорах (см. [6, 7]), однако отметим последние достижения в этом направлении. Прежде всего, существенно увеличилась частота повторения импульсов даже высокой энергии [10], что позволяет рассматривать реальные применения таких лазеров во многих областях науки и техники. Кроме этого, длительность лазерного импульса удалось существенно снизить вплоть до нескольких периодов световой волны и таким образом получать максимальные интенсивности при небольшой энергии импульса, что существенно уменьшило стоимость и размеры таких систем, поэтому в настоящее время, например, мультитераваттный лазер можно найти во многих университетских лабораториях. В настоящее время несколько петаваттных лазеров, построенных по перечисленным выше схемам, уже работают в США, Японии и Корее [10], а также в Европе, где существует несколько субпетаваттных лазеров, а в рамках проекта ELI [9, 10] в ближайшие год-два будут запущены несколько мультитераваттных лазеров. В России также существует аналогичный лазер с мощностью около петаватта и разработан проект его развития до экзаваттного уровня [10], предполагающий другой подход.

Второй подход основан на использовании вынужденного рассеяния света на звуковых волнах (вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, ВРМБ) или плазменных (молекулярных) колеба-

ниях (вынужденное комбинационное рассеяние, ВКР) [14–22]. Предельная длительность сжатого импульса при компрессии с использованием этого метода ограничивается, в конечном счете, временем релаксации колебаний среды и составляет, например, в случае ВКР в газе около 1 пс. Порядка 70% энергии мощного лазерного импульса большой длительности может быть преобразовано в более короткий (при оптимальных условиях — до 30 раз) сигнал путем фокусировки исходного импульса в нелинейную среду [23]. Экспериментально, в том числе и в ГОИ [3], было доказано, что короткий затравочный импульс (с длительностью $t_s < 1$ нс) может быть существенно усилен путем взаимодействия его с волной накачки большей длительности (с энергией на уровне килоджоуля, $t_l > 20$ нс), распространяющейся ему навстречу в нелинейной газовой среде. Следует отметить также возможности плазмы [20], где нет ограничения по пробоя, а время релаксации ионного звука для процесса ВРМБ может быть существенно меньше пикосекунды, (для процесса ВКР — даже фемтосекунды), поэтому рассмотрим эти варианты подробнее.

КОМПРЕССИЯ СВЕРХМОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ПЛАЗМЕ

В работах [14, 19] плазма была предложена в качестве среды для обратного ВКР и ВРМБ. В дальнейшем данная идея была развита в серии (в том числе недавних) публикаций (см., например [15–18, 20]). Главными преимуществами использования плазменной среды для временной компрессии мощных пучков являются отсутствие термического порога пробоя и возможность использовать для каждого нового лазерного импульса вновь образуемую плазму. Другим достоинством плазмы является малый период плазменных волн — порядка 10 фс, которое позволяет работать с лазерными импульсами сверхкоротких длительностей.

В основе метода применения плазмы для нелинейной компрессии импульсов лежит взаимодействие распространяющихся навстречу друг другу световых волн накачки и Стокса (рассеянной волны) и возникающей в результате данного процесса плазменной (фононной) волны. По мере движения волн в среде интенсивность плазменной/фононной волны возрастает, что приводит к усилению энергообмена между волной накачки и волной на стоксовой частоте. Использование методов временной компрессии при обратных рассеяниях в плазме принципиально позволяет реализовать увеличение мощности в сверхкоротком лазерном импульсе при сохранении большей части энергии в нем.

При определенном выборе параметров существует такой режим взаимодействия, при котором энергия волны накачки практически полностью преобразуется в энергию затравочного импульса

на стоксовой частоте. Энергия перетекает из волны накачки, характеризующейся волновым вектором \mathbf{k}_l и частотой ω_l , в более низкочастотные волны фотонов (\mathbf{k}_s, ω_s) и фононов (плазмонов) (\mathbf{k}_p, ω_p). Законы сохранения энергии и импульса предполагают выполнение равенств $\omega_l = \omega_s + \omega_p$, $\mathbf{k}_l = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_p$. Также имеет место обратная перекачка энергии, при которой волна Стокса и ионно-звуковая (плазменная) волна подпитывают накачку, но данный процесс неэффективен, поскольку затравочный импульс по мере распространения встречается со свежими слоями плазмы, свободными от фононов (плазмонов). Тем не менее, экспериментально удалось достичь лишь незначительного усиления лазерных импульсов при ВКР в плазме [14]. Проведенный анализ [15–18] показал, что эффективное преобразование энергии волны накачки в одиночный стоксов пик большой интенсивности, может быть, и не получено, если затравочный импульс сопровождается так называемым предимпульсом, который вызывает преждевременное возникновение плазменных волн и, тем самым, расширяет временные рамки усиления. Для более подробного анализа этого и других вопросов рассмотрено параксиальное приближение взаимодействующих лазерной (накачки), стоксовой и плазменной (ионно-звуковой) волн в неоднородном плазменном слое. Профиль плазмы и схема взаимодействия приведены на рис. 1. Чтобы определить, какую роль в исследуемых процессах играют неоднородность плазмы по плотности, затравочные шумы и предимпульс, была рассмотрена система уравнений, описывающих процесс обратного ВРМБ в неоднородной плазменной среде длины L_p с масштабом неоднородности L_n . Было показано [21], что максимальное усиление достигается при коллинеарном распространении волн, поэтому мы остановились именно на таком случае. Пространственно-временное распространение (t — время, z — координата по оси распространения) лазерной, рассеянной (стоксовой) и плазменной волн в плазме

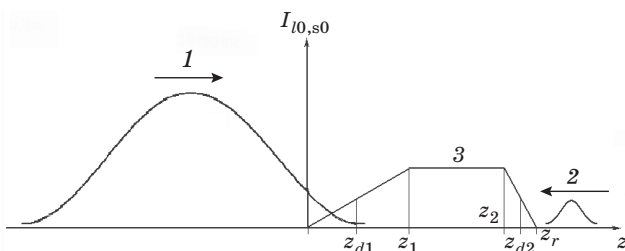


Рис. 1. Общая картина взаимодействия волн накачки (1) и усиливаемой (стоксовой) (s) в неоднородной подкритической плазме, расположенной в интервале $[0, z_r]$, в интервале $[z_1, z_2]$ плазма однородна (3). Условие максимального трехволнового взаимодействия выполняется в резонансных точках z_{d1} и z_{d2} . Возможные параметры импульса накачки (1) $E_l = 10$ кДж, $t_l = 10$ пс, стоксова импульса (2) $E_s = 10$ мДж, $t_s = 100$ фс.

является частным случаем трех-волнового взаимодействия и в параксиальном приближении амплитуд волн накачки A_l и Стокса A_s описывается соответствующими уравнениями [16, 21, 22]. В случае сильного затухания и незначительного истощения волны накачки в однородной плазме на выходе среды получаем, что амплитуда стоксового сигнала равна

$$A_s \approx A_{s0} \exp\left(\frac{v^2}{\Gamma_p c} |A_l|^2 L_p\right),$$

где $\Gamma_p = \omega_l/2$, а для нестационарного режима константа связи волн $v \approx \Gamma_p$, c — скорость света, ω_{pe} — плазменная частота.

Для неоднородной плазмы в точке трехволнового резонанса z_{d1} имеем $k_p(z_{d1}) + k_s(z_{d1}) - k_l(z_{d1}) = 0$, а коэффициент усиления определяется формулой

$$A_s = A_{s0} \exp\left[\frac{\pi\omega_s\omega_l}{k'cc_s} |A_l|^2\right],$$

где $k' \approx (k_l/L_n)[(n_e(z_d)/n_c)]$, $1/L_n = |d(\ln n_e)/dz|(z = z_d)$, $n_e(z)$ — локальная концентрация электронов в плазме, $\omega_s = k_p c_s$ — частота ионного звука.

Используя сказанное выше, можно показать, что эффективная компрессия импульса с помощью процесса ВРМБ налагает определенные условия на лазерные и плазменные параметры [19, 21]:

1) Длина плазмы L_p и длительность волны накачки t_l должны быть связаны соотношением $L_p = v_s t_l/2$, где v_s — групповая скорость волны Стокса. Это предположение позволяет затравочному импульсу взаимодействовать со всей накачкой.

2) Плотность и температура плазмы должны быть выбраны таким образом, чтобы усиление ВРМБ от теплового шума I_{s0} не сильно истощало накачку.

3) Малый нагрев плазмы в течение лазерного импульса и изменение частоты ионного звука.

4) Малые потери из-за ВКР. Филаментация не играет значительной роли, если пространственные возмущения профиля лазерного пучка δI_l достаточно малы.

5) Условие на интенсивность затравочного импульса I_{s0} и его длительность t_{s0} должны быть такими, чтобы накачка истощалась, тогда максимальная интенсивность на выходе из плазмы будет

$$I_s \approx I_l \left(\frac{L_p}{v_s t_{s0}}\right)^{3/2}.$$

Из этих условий получаем следующие возможные наборы лазерных и плазменных параметров [19]:

$$T_e \approx 20(Z\Lambda K M \beta / \lambda_l)^{2/3},$$

$$n_e \approx 7 \times 10^{19} (Z\Lambda K^4 M^4 \beta^7 / \lambda_l^7)^{1/3},$$

$$I_f \approx 5 \times 10^{10} \left(Z \Lambda K M \beta / \lambda_l^4 \right)^{2/3},$$

$$L_f \approx 0,8 \left(Z \Lambda K^4 M \beta^4 / \lambda_l^4 \right)^{-1/3},$$

где $M = \ln(I_l/I_{s0})$, $K = t_l/t_s$, $\beta = \Gamma_{sd}/\omega_{is}$.

Таким образом, данный анализ показал, что благодаря использованию процесса обратного ВРМБ в плазме можно ожидать высокую компрессию лазерного импульса с приемлемой эффективностью преобразования энергии, но, поскольку задача является нелинейной, для нахождения оптимальных условий процесса ее можно решить только численными методами. Для расчетов были выбраны следующие лазерные и плазменные параметры для режима слабой связи ВРМБ: длительность лазерного импульса $t_l = 150$ пс, его плотность мощности 10^{12} Вт/см²; длительность стока импульса $t_{s0} = 5$ пс, его максимальная плотность мощности 10^{10} Вт/см²; длина плазмы $L_p = 1,5$ см, максимальная плотность плазмы $n_e = 10^{-3} n_c$, где n_c — критическая плазменная частота. Диаметр лазерного пучка с энергией 10 кДж в плазменном слое должен быть около 10 см при фокусирующем угле 0,1 рад и фокусном расстоянии 200 см. Уровень шумов положили равным 10^{-7} , а форма предимпульса задавалась гауссовой со следующими параметрами: $I_{\text{prep}} < 0,01 I_{s0}$, $t_{\text{prep}} > 5 t_{s0}$.

Расчеты показывают (см. рис. 2), что энергия волны накачки преобразуется в энергию стоковой волны, которая с течением времени разделяется на несколько пиков. Данное явление связано с инерционностью плазменной волны и возникающей в связи с этим обратной перекачкой энергии в волну накачки. Как показывают расчеты, в данных условиях стоков импульс по окончании взаимодей-

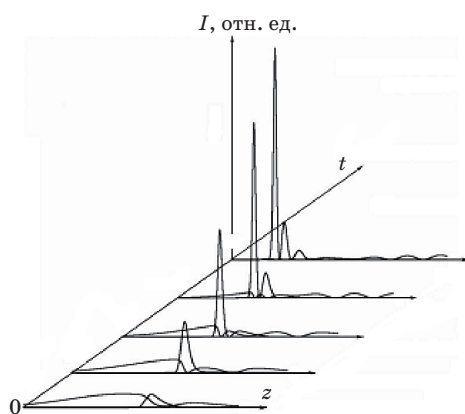


Рис. 2. Временная динамика истощения накачки (распространяющейся вдоль оси z) и усиления встречного стокова импульса при следующих параметрах: длительность лазерного импульса $t_l = 150$ пс, его интенсивность 10^{12} Вт/см²; длительность стокова импульса $t_s = 5$ пс, его максимальная интенсивность 10^{10} Вт/см²; длина плазмы $L_p = 1,5$ см, максимальная плотность плазмы $n_e = 10^{-3} n_c$. Уровень интенсивности шумов по отношению к максимальной равен 10^{-7} , а форма всех импульсов задавалась гауссовой. Предимпульс имеет следующие параметры: $I_{\text{prep}} = 0,01 I_{s0}$, $t_{\text{prep}} = 5 t_l$.

ствия значительно усиливается. Преобразование энергии в этих условиях достигает 80%. Создание однородной плазмы высокой плотности является достаточно сложной задачей, поэтому в качестве среды для взаимодействия была рассмотрена именно неоднородная плазма. Прежде всего, было проанализировано влияние неоднородности плазмы по плотности на компрессию импульса в отсутствие предимпульса. С увеличением неоднородности плазмы по плотности фазовая расстройка достигает π и начинает играть существенную роль в процессе усиления, приводя к уменьшению значения пикового коэффициента усиления. Также можно заметить, что с увеличением интенсивности волны накачки негативное влияние неоднородности плазмы на процесс перекачки энергии снижается. В нестационарном режиме при плазменной неоднородности для малой лазерной интенсивности было получено значительное снижение эффективности преобразования в главный стоков пик, тогда как при высокой начальной интенсивности неоднородность практически не влияет на эффективность преобразования за счет захвата фаз. Плазма может быть подготовлена таким образом, чтобы ее неоднородность по плотности плавно изменялась в обе стороны от центра среды. В такой ситуации в среде появляется вторая резонансная точка z_{d2} где выполняются резонансные условия для процесса ВРМБ. По результатам расчетов выяснено, что эффективность преобразования достигает своего максимума в том случае, когда вторая резонансная точка расположена в среде. Для иных значений ситуация практически повторяет случай одной резонансной точки, так как вторая резонансная точка не оказывает влияния на процесс перекачки энергии. Если резонансные точки расположены относительно близко, то получаем вариант, отличный от конвективной неустойчивости. Энергия волн в этом промежутке перетекает от одной волны к другой, поскольку рассеянная и звуковая волны распространяются в противоположных направлениях, что может привести к явлению абсолютной неустойчивости. Анализ данного явления показал, что в данных условиях его порог существенно ниже конвективного. Короткий затравочный импульс приводит к генерации на выходе среды скомпрессированного импульса с желаемыми свойствами. Тем не менее, его предимпульс с интенсивностью, много меньшей интенсивности затравочного импульса, может привести к полной расстройке процесса компрессии. Необходимо также заметить, что учет в расчетах предимпульса большой длительности позволяет не принимать во внимание сам процесс генерации стокова импульса, поскольку интенсивность предимпульса гораздо выше интенсивности спонтанных шумов на стоковой частоте. В случае затравочного стокова импульса, сопровождаемого

предымпурсом, стоксова волна лишь частично истощает волну накачки, в результате лишь малая часть рассеянного излучения принимает нужную форму. При увеличении времени релаксации звука и сдвиге в нестационарную область происходит поочередная перекачка энергии из волны накачки в волну Стокса и обратно. Этот процесс приводит к разбиению усиленного стоксова импульса на несколько субимпульсов, количество которых увеличивается в зависимости от времени релаксации звука. В отсутствии предымпурса первый субимпульс наиболее мощный и несет в себе порядка 80% энергии волны накачки, но с появлением предымпурса эта энергия перераспределяется между пиками стоксова импульса практически равномерно. Как следствие, снижается и эффективность процесса компрессии. Результаты расчетов показали, что в неоднородной плазме можно достичь хороших результатов компрессии и в присутствии предымпурса при использовании в качестве накачки волн относительно высокой интенсивности. При дальнейшем увеличении лазерной интенсивности переходим к режиму сильной связи [20]. Режим сильной связи ВРМБ возможен при достаточно высокой амплитуде накачки. При таких условиях акустический отклик определяется нелинейной ионно-звуковой частотой

$$\omega_{is} \approx \omega_{pi} \sqrt[3]{3v_{os}^2 \omega_l / 4c^2 \omega_{pi}}.$$

В режиме сильной связи параметры волны накачки определяют инкремент нарастания рассеянной волны

$$\gamma_{sc} = \frac{\sqrt{3}}{2} \omega_l \left(\frac{v_{os} \omega_{pi}}{c \omega_l} \right)^{2/3} \left(1 - \frac{n_e}{n_c} \right)^{1/3}.$$

В противоположность режиму усиления в линейной моде, когда длительность сжатого импульса ограничена $1/\omega_{pi}$, в этом режиме сжатие возможно до длительностей $1/\omega_{is}$. Уровень теплового рассеяния определяется уровнем флуктуации плотности и интенсивностью накачки. В проведенном численном моделировании плотность флуктуаций является численным артефактом. Этот численный уровень шума много выше уровня тепловых флуктуаций в реальном эксперименте. Если процесс усиления происходит в оптимальных условиях, истощение накачки происходит за время, сравнимое с длительностью рассеянного импульса. Насыщение возникает, когда рассеянная волна сравнивается по амплитуде с волной накачки. Ионно-акустическая волна не распадается, пока истощение накачки не происходит. Численное решение автомодельных уравнений для ВРМБ в сильно связанном режиме показывает, что плотность в начале растет экспоненциально соответственно линейной теории и после насыщения — ал-

гебраически. Рассеянная в обратном направлении волна растет экспоненциально вплоть до насыщения. После насыщения она испытывает частотную модуляцию. Общее развитие отражения во времени может быть описано несколькими фазами: начальная фаза соответствует экспоненциальному росту интенсивности рассеянной волны, вторая фаза описывается стационарно усредненной величиной, характеризуемой малыми амплитудными осцилляциями; конечная фаза описывается стационарно насыщенным коэффициентом отражения. Для расчетов финальной стадии компрессии, которая осуществляется главным образом при достаточно высоких лазерных интенсивностях, был применен метод «частиц в ячейке», чтобы рассчитать взаимодействие интенсивного лазерного импульса с плазменным слоем. Используется одномерный по пространству и трехмерный по скорости электромагнитный код [20], учитывающий движение частиц. Расчеты были проведены для $\lambda_l = 1$ мкм, $I_l = 10^{16}$ Вт/см². Лазерный импульс линейно поляризован, нормально падает на мишень. Длительность гауссова импульса $t_L = 10$ пс. Для того чтобы исключить процесс ВКР, максимальная электронная плотность выбрана $n_e = 0,3n_c$, где $n_c = 10^{21}$ см⁻³. Размер расчетной области 50 мкм и число частиц 10^7 . Начальная электронная температура 500 эВ и ионная 100 эВ. Толщина слоя плазмы 40 мкм. Градиент плотности плазмы для трапецеидального начального профиля 1 мкм.

Из рис. 3 видно, что при расчетных параметрах накачка полностью истощается к моменту выхода

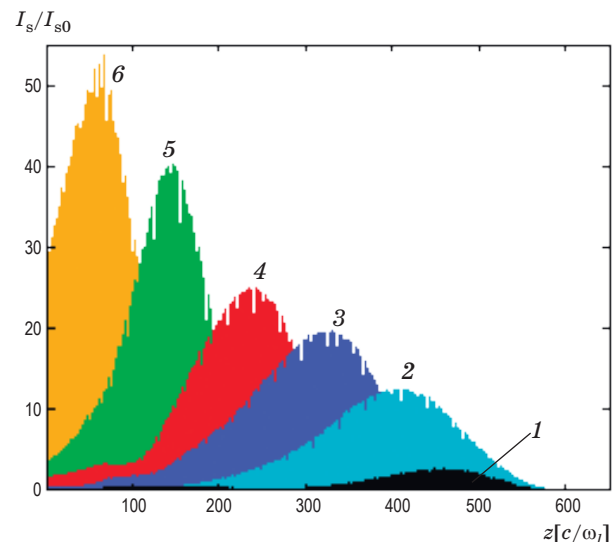


Рис. 3. Результаты расчетов ВРМБ усиления амплитуды стоксова импульса на временах (t) $1050/\omega_l$ (1), $1150/\omega_l$ (2), $1250/\omega_l$ (3), $1350/\omega_l$ (4), $1450/\omega_l$ (5), $1550/\omega_l$ (6). Плазма находится в интервале между $z = 50c/\omega_l$ и $z = 500c/\omega_l$, $n_{em} = 0,3n_c$, $T_e = 500$ эВ, $T_e = 50ZT_c$, $I_l = 10^{16}$ Вт/см², $t_l = 1$ пс, $I_{s0} = 10^{16}$ Вт/см², $t_s = 0,1$ пс, $\lambda_l = 1,06$ мкм.

из плазмы, а стоксова волна усиливается более чем в 50 раз по интенсивности. Плотность плазмы модулируется, создавая отражающую решетку, а спектр рассеянного излучения сдвинут в длинноволновую сторону в соответствии с нашей теорией. Влияние ВКР слабо проявляется на половинной лазерной частоте при наших параметрах.

Проведенный анализ позволяет рассмотреть возможности получения лазерной мощности экзаваттного уровня с помощью нелинейной компрессии. Получение лазерного импульса с энергией примерно 40 кДж и субпикосекундной длительностью импульса возможно путем процесса ВРМБ в несколько этапов. На первом этапе лазерный импульс длительностью 5–10 нс и энергией от четырех каналов 60 кДж, чтобы исключить пробой усилителей, может быть сжат (усилен, см. рис. 4) более чем в 30 раз в газе (например в SF_6). На следующем этапе путем дополнительного сжатия (усиления, см. рис. 4) в плазме с помощью процесса ВРМБ в режиме слабой связи длительность импульса может быть понижена до нескольких пикосекунд. Полученные лазерные пучки накачки могут быть сфокусированы, чтобы достичь интенсивности выше порога ВРМБ. В качестве затравочного может быть взят импульс с субпикосекундной длительностью и энергией несколько

джоулей с одинаковыми диаметрами затравочного пучка и пучка накачки. В качестве среды рассмотрен плазменный слой, который может быть получен из металлической фольги при воздействии предимпульса или из газовой мишени. После этого этапа предварительной компрессии лазерного импульса можно повторить процесс и в режиме сильной связи процесса ВРМБ в плазме получить субпикосекундную длительность с достаточно высокой эффективностью. Эта схема в общем виде демонстрируется на рис. 4.

Таким образом, используя схему, приведенную на рис. 4, можно получить мощность импульса на экзаваттном уровне (1 Экзаватт = 10^{18} Вт). Фокусируя этот импульс с помощью составного параболического зеркала в пятно дифракционного размера, можно получить плотность мощности света порядка 10^{26} Вт/см². Отметим, что получение меньших интенсивностей по сравнению с максимальной осуществляется простой дефокусировкой, поэтому применяя один и тот же лазер можно проводить совершенно различные исследования в физике взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом. С другой стороны, имея такие интенсивные поля, можно в свою очередь получить ультракороткие (атто- и зептосекундные) импульсы коротковолнового излучения [24–28].

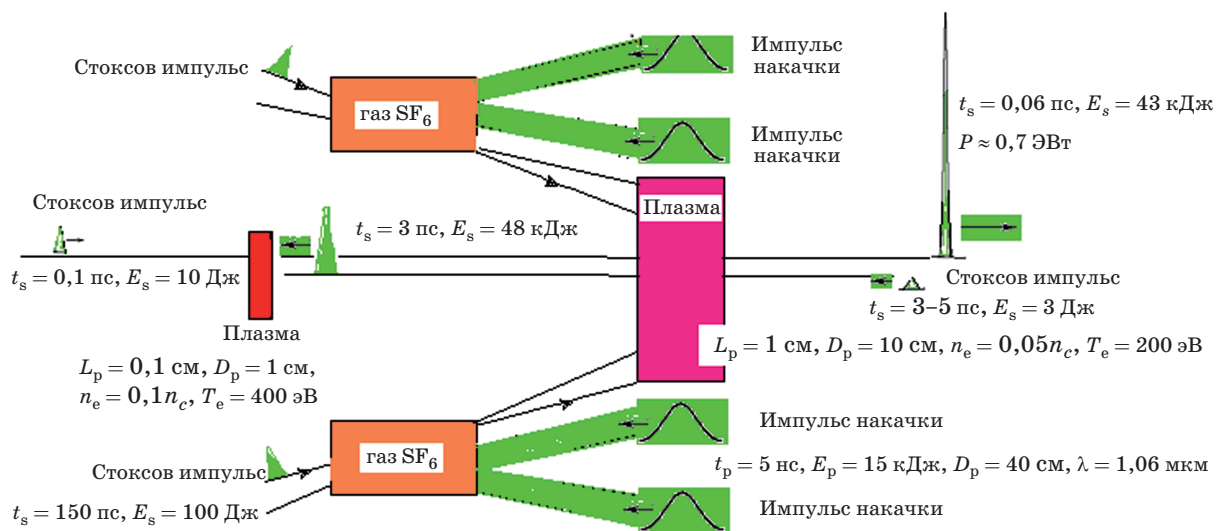


Рис. 4. Схема многоступенчатого усиления (компрессии) короткого лазерного импульса для получения экзаваттной мощности.

1 этап. Четыре (две пары) импульса накачки с параметрами – длительность лазерного импульса 5 нс, энергия импульса 15 кДж, диаметр лазерного пучка 40 см, длина волны 1,06 мкм, взаимодействуют по ВРМБ в газе со стоксовыми импульсами с длительностью 150 пс и энергией импульса 100 Дж.

2 этап. Четыре импульса суммарной энергией 60 кДж и длительностью 150 пс собираются в плазму длиной 1 см, плотностью и температурой 200 эВ. С противоположной стороны направляется стоксов импульс с параметрами — длительность 3–5 пс, энергия 3 Дж. В результате ВРМБ в плазме получаем усиление стоксова импульса до энергии 48 кДж и длительности 3 пс.

3 этап: полученный импульс направляется в плазму длиной 1 мм, диаметром 1 см и температурой 400 эВ. С противоположной стороны направляется стоксов импульс с параметрами — длительность 0,1 пс, энергия 10 Дж. В результате ВРМБ в плазме получаем усиление стоксова импульса до энергии 43 кДж и длительности 0,06 пс, т.е. до мощности 0,7 ЭВт.

ПРИМЕНЕНИЕ СВЕРХМОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Итак, применение современной техники усиления и сжатия световых импульсов уже позволило увеличить их пиковую мощность и интенсивность на много порядков величины за последние десятилетия, поэтому с использованием таких сверхсильных световых полей оказалось возможным наблюдать целый ряд новых физических явлений [6, 7].

Прежде всего это связано с возможностью создания в веществе электрических полей порядка внутриатомного или даже значительно превышающих его. Так, напряженность внутриатомного поля атома водорода E_a равна напряженности поля линейно поляризованной световой волны с плотностью мощности $I_a = 3,4 \times 10^{16}$ Вт/см², а для атома с числом электронов Z она должна быть в Z^2 выше. Воздействие лазерных потоков такой интенсивности на среду приводит к возможности изучения широкого круга задач, относящихся к новому физическому направлению — нелинейной атомной физике многозарядных ионов. Здесь большой интерес представляет изучение нелинейных нестационарных процессов в газах или плазме (генерация излучения высших гармоник, изменение частоты и длительности импульса [28]). Возможность повторения лазерного импульса с высокой частотой позволяет создать рентгеновский источник квазинепрерывного действия, яркость которого превышает яркость рентгеновских трубок. Быстрая адаптация таких источников в прикладных областях объясняется возможностью создания компактных и относительно недорогих лазерных систем с частотой повторения более 10 кГц и энергией импульса до 0,1 Дж. Энергия характеристического излучения K_α лазерной плазмы в диапазоне до 20 кэВ, для генерации которого являются оптимальными упомянутые выше интенсивности, представляет наибольший интерес для различных применений, в частности для дифракции с временным разрешением.

При плотности мощности лазерного излучения более 10^{18} Вт/см² достигается физический порог, когда энергия осциллирующей электромагнитной волны становится больше его энергии покоя. При этом оказывается возможным изучать круг задач, связанных с физикой релятивистской лазерной плазмы. Например, в разреженной плазме возможно ускорение электронов с темпом ускорения, превышающим возможности обычных ускорителей на несколько порядков [29–32]. В настоящее время с помощью такого метода получены высокоэнергетические электроны с энергией выше 10 ГэВ [33]. При еще более высоких плотностях мощности (выше 10^{20} Вт/см²) становятся вероятными процессы возбуждения ядра и ядерных реакций при прямом воздействии сильного поля, что может дать значительное количество возбуж-

денных ядер (это направление получило название лазерной нуклеоники) [4–6].

Другим перспективным направлением практического использования таких систем является генерация ионных пучков от твердых мишеней с энергией, достигающей нескольких десятков и даже сотен мегаэлектрон-вольт. Такие пучки имеют сравнительно небольшой угол разлета и обеспечивают ионные токи, на несколько порядков превышающие реализованные в традиционных ускорителях [6]. Эти пучки рассматриваются как потенциально эффективный инструмент в медицинских применениях, для радиографии объектов с высоким пространственным разрешением, в ионной литографии сложных объектов и для получения радиоактивных изотопов [7, 34].

Рост энергии иона, помимо конструкции лазерной мишени и параметров лазерного импульса, связан также с увеличением его заряда. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что энергия ионов растет степенным образом с увеличением зарядового числа ($E_i \sim Z^n$, $n \geq 2$) и в случае тяжелых ионов с большими Z может достигать сотен мегаэлектрон-вольт [35]. Проведенные за последние несколько лет исследования эффективности генерации быстрых ионов лазерным импульсом показали, что одним из оптимальных вариантов является использование тонких (5–50 нм) лазерных мишеней. Такие мишени используются также для генерации коротких электронных сгустков и последующей их конверсии в короткие рентгеновские импульсы. Мишени нанометровых толщин ускоряются интенсивным лазерным импульсом за счет силы пондеромоторного давления света, действующей на электронную компоненту мишени. Для расчета динамики такой мишени используется приближение «светового паруса» — уравнение движения отражающей плоскости под действием силы радиационного давления [36–39]. Следует отметить, что идея передачи импульса электромагнитной волны веществу была впервые сформулирована в работе [36] и только сейчас она может быть реализована в полной мере [10].

Весьма интересными являются процессы генерации и распространения быстрых электронов в лазерных мишенях, состоящих из нанонитей [40–42]. Такие мишени полностью поглощают лазерное излучение и обладают высоким коэффициентом конверсии лазерной энергии в энергию потока быстрых электронов. Анализ [40] показал, что оптимальная толщина нити — порядка длины скин-слоя лазерной плазмы, а оптимальное расстояние между нитями — порядка дебаевского радиуса горячих электронов. Релятивистский электронный сгусток по таким мишеням способен распространяться на расстояния в сотни микрометров, а наиболее быстрые электроны — на несколько миллиметров, что намного больше пробега

в сплошной мишени из-за подавления неустойчивостей [41]. При изгибании нитей электронный поток следует вдоль нитей и может быть сфокусирован сведением нитей [42]. Лазерные мишени рассматриваемой конструкции востребованы в качестве источника интенсивных плотных релятивистских электронных сгустков с последующей генерацией на их основе интенсивного рентгеновского излучения. Генерация высоких гармоник возможна и от твердых мишеней, причем эффективность может превышать эффективность газовых мишеней из-за большей плотности.

Максимальный физический порог по лазерной интенсивности и, значит, новое направление возникают при плотностях потока более значения $(c/4\pi)(mc^2/e\lambda_c)^2 = 4 \times 10^{29}$ Вт/см², когда энергия, набираемая электроном на комптоновской длине λ_c , превышает его энергию покоя mc^2 и возможна значительная генерация электрон-позитронных пар из вакуума, т.е. рождение вещества светом. При этом свет начинает рефрагировать на образовавшейся плазме и дальнейшая фокусировка становится невозможной.

Даже при меньших интенсивностях, которые уже достигнуты или будут достигнуты в ближайшее время, возможно исследование явлений нелинейной (лазерной) квантовой электродинамики. Для снижения необходимой интенсивности лазерного импульса в этих исследованиях выгодно использовать столкновение лазерного пучка с пучком ультрарелятивистских электронов на пределе устойчивости вакуума, когда возможно образование электрон-позитронных пар (в том чис-

ле каскадные процессы) и ряд других явлений нелинейной квантовой электродинамики, предсказанных теорией [43–48]. Как известно, рождение пар резко зависит от лазерной интенсивности, поэтому можно использовать эту особенность для прецизионного определения максимальной лазерной интенсивности, которая в настоящее время находится косвенными методами [49].

Поскольку мы показали возможность получения лазерных потоков с плотностью мощности более 10^{25} Вт/см², то при столкновении таких пучков можно будет создать электромагнитное поле настолько большой амплитуды, что оно само окажет существенное влияние на состояние физического вакуума. Поляризация вакуума в сверхсильном электромагнитном поле приводит к тому, что его можно рассматривать как среду с определенным коэффициентом преломления, тогда, например, взаимодействие трех лазерных пучков – к четырехволновому когерентному или случайному рассеянию [44, 48].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение следует отметить, что хотя в ближайшем будущем сила света не превысит максимальную для полного пробоя вакуума, тем не менее, предельные лазерные интенсивности, которые были рассмотрены в обзоре и будут достигнуты за обозримое время, позволят исследовать широкий класс новых явлений экстремальной физики плазмы и нелинейной квантовой электродинамики для развития новых технологий в целях достижения предельных значений силы света.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990. 288 с.
2. Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M., Mourou G. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification // IEEE J. Quant. Electron. 1988. V. 24. P. 398–409.
3. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. Генерация и применение сверхсильных лазерных полей // Квант. электрон. 1997. Т. 24. С. 99–114.
4. Андреев А.А., Запысов А.И., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. Генерация рентгеновского излучения и быстрых частиц высокоинтенсивными лазерными импульсами // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1999. Т. 63. С. 1239–1249.
5. Mourou G.A., Barty C.P.J., Perry M.D. Ultrahigh-intensity laser pulses: Physics of the extreme on a tabletop // Phys. Today. 1998. V. 51. P. 22–25.
6. Andreev A.A. Generation and application of ultra-high laser fields. N.Y.: NOVA Science Publishers, Inc., 2001. 276 p.
7. Mourou G.A., Tajima T., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // Rev. Modern Phys. 2006. V. 78. P. 309–371.
8. Мак А.А., Яшин В.Е. О возможности сжатия лазерных импульсов большой энергии в компрессоре на основе квазипериодической системы нелинейных элементов и диспергирующей среды // Опт. спектр. 1991. Т. 70. № 1. С. 3–5.
9. Mourou G. and Tajima T. More intense, shorter pulses // Science. 2011. V. 331. P. 41–44.
10. Mourou G., Fisch N., Malkin V., Toroker Z., Khazanov E., Sergeev A., Tajima T., Le Garrec B. Exawatt-zetawatt pulse generation and applications // Opt. Commun. 2012. V. 285. P. 720–724.
11. Голубенко И.В., Андреев А.А. Влияние рассогласований решеток-фрагментов оптического компрессора на длительность сжимаемого импульса // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 11. С. 38–45.
12. Гитин А.В., Андреев А.А. Длительность импульса в пространственном чирпе двух-решетчатой линии задержки // Оптический Журнал. 2011. Т. 78. № 6. С. 20–24.

13. *Andreev A.A., Vinokurova V.D., Shatsev A.N.* Optimization of radiation tolerance of diffraction gratings using numerical modeling // *Opt. and Spectr.* 1998. V. 85. P. 259–263.
14. *Ping Y., Cheng W., Suckewer S., Clark D., and Fisch N.* Amplification of ultrashort laser pulses by a resonant Raman scheme in a gas-jet plasma // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 175007–175012.
15. *Trines R., Fiúza F., Bingham R.* Simulations of efficient Raman amplification into the multipetawatt regime // *Nature Phys.* 2011. V. 7. № 1. P. 87–92
16. *Андреев А.А., Беспалов В.Г., Ермолаева Е.В., Саломая Р.Р.Е.* Компрессия сверхмощных лазерных импульсов в неоднородной плазме // *Опт. спектр.* 2007. Т. 102. № 1. С. 108–115.
17. *Mishra S.K. and Andreev A.* Amplification of ultra-short laser pulses via resonant backward Raman amplification in plasma // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23. P. 083108–083118.
18. *Mishra S.K. and Andreev A.* // Scaling for ultrashort pulse amplification in plasma via Backward Raman Amplification scheme operating in short wavelength regime // *JOSA B.* 2018. V. 35. № 4. P. A56–A66.
19. *Андреев А.А., Сутягин А.Н.* О возможности сжатия импульса света при ВРМБ в плазме // *Квант. электрон.* 1989. Т. 16. С. 2457–2466.
20. *Andreev A., Weber S., Riconda K., Tikhonchuk V.* Short light pulse amplification and compression by SBS in plasmas in the strong coupling regime // *Phys. Plasmas.* 2006. V. 13. P. 053110–053115.
21. *Андреев А.А., Бетин А.А., Митропольский О.В., Шацев А.Н.* Влияние нагрева плазмы лазерным излучением на процесс ВРМБ // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 92. № 5. С. 1636–1647.
22. *Андреев А.А., Тихончук В.Т.* Влияние захваченных частиц на процесс ВРМБ // *ЖЭТФ.* 1989. Т. 94. С. 1962–1967.
23. *Kmetik V., Fedorovicz H., Andreev A.* Reliable stimulated Brillouin scattering compression of Nd:YAG laser pulses with liquid fluorocarbon for long time operation at 10 Hz // *Appl. Opt.* 1999. V. 37. P. 7085–7089.
24. *Andreev A.A., Galkin A.L., Kalashnikov M.P., Korobkin V.V., Romanovski M.Y., and Shiryaev O.B.* Electrons in relativistically intense laser field: Generations of zeptosecond electromagnetic pulses and electron energy spectrum // *Quant. Electron.* 2011. V. 41. P. 729–734.
25. *Андреев А.А., Платонов К.Ю.* Генерация рентгеновского излучения быстрыми электронами, распространяющимися в нанонитях, облучаемых коротким лазерным импульсом с релятивистской интенсивностью // *Квант. электрон.* 2016. Т. 46. № 2. С. 109–118.
26. *Andreev A.A.* Relativistic nano-plasma photonics // Chapter in the book *Progress in Photon Science*. Ed. by Yamanouchi K. / Springer, Ser. Chem. Physics. 2017. V. 115. P. 5–16.
27. *Lecz Z. and Andreev A.* Bright synchrotron radiation from nano-forest target // *Phys. Plasmas.* 2017. V. 24. P. 033113–033123.
28. *Ivanov M. and Krausz F.* Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81. P. 163–234.
29. *Горбунов Л.М.* Лазерные методы ускорения частиц в плазме // *Природа.* 1988. № 5. С. 15–23.
30. *Андреев А.А., Яшин В.Е., Чарухчев А.В.* Генерация жесткого рентгеновского излучения и быстрых частиц мультитераваттными лазерными импульсами // *УФН.* 1999. Т. 169. С. 72–78.
31. *Andreev A.* Theory of laser-overdense plasma interaction // in the book “*Laser-Plasma Interactions and Applications*” / Springer, Scottish Graduate Series. 2013. P. 5–15
32. *Leemans W., Nagler B., Gonsalves A., Tóth C., Nakamura K., Geddes C., Esarey E., Schroeder C., and Hooker S.* GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator // *Nature Phys.* 2006. V. 2. P. 696–705.
33. *Leemans W., Gonsalves A., Mao H., Nakamura K., Benedetti C., Schroeder C., Tóth C., Daniels C., Mittelberger D., Bulanov S., Vay J., Geddes C., and Esarey E.* Multi-GeV electron beams from capillary-discharge-guided subpetawatt laser pulses in the self-trapping regime // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 245002–245007.
34. *Комаров В., Чарухчев А., Андреев А., Платонов К.* Влияние формы лазерного пятна на пространственное распределение ионного сгустка, ускоренного в сверхсильном поле // *Квант. электрон.* 2014. Т. 44. № 12. С. 1104–1108
35. *Андреев А.А., Платонов К.Ю.* Эффективное ускорение высоко зарядных ионов неоднородно распределенных в ограниченной лазерной плазме // *Опт. спектр.* 2015. Т. 119. № 5. С. 887–894.
36. *Lebedew P.* Untersuchungen liber die Dnickkräfte des Lichtes // *Annalen der Physik.* 1901. Fasc. 4. Bd. 6. S. 433–458.
37. *Ter-Avetisyan S., Andreev A., Platonov K., Sung J., Lee S., Lee H., Yoo J., Singh P., Ahmed H., Scullion C., Kakolee K., Jeong T., Hadjisolomou P., and Borghesi M.* Surface modulation and back reflection from foil target at an oblique incidence of petawatt femtosecond laser pulse // *Opt. Exp.* 2016. V. 24. № 24. P. 28104–28112.
38. *Андреев А.А., Платонов К.Ю., Честнов В.И., Петров А.Е.* Динамика сверхтонких лазерных мишеней с оптимальными параметрами // *Опт. спектр.* 2014. Т. 117. № 2. С. 287–293.
39. *Буланов С., Есиркепов Т., Кандо М., Пирожков А., Розанов Н.* Релятивистские зеркала в плазме: новые результаты и перспективы // *УФН.* 2013. Т. 183. С. 449–469.

40. Андреев А.А., Платонов К.Ю. Взаимодействие сверхкороткого интенсивного лазерного импульса с протяженными нано-нитями плотной плазмы // *Опт. спектр.* 2014. Т. 117. С. 128–138.
41. Андреев А.А., Платонов К.Ю. Генерация рентгеновского излучения быстрыми электронами, распространяющимися в нанонитях, облучаемых коротким лазерным импульсом с релятивистской интенсивностью // *Квант. электрон.* 2016. Т. 46 С. 109–118.
42. Andreev A., Platonov K. Generation, transport, and focusing of fast electrons in nanofilaments of a target irradiated by a short laser pulse with ultrarelativistic intensity // *JETP Lett.* 2013. V. 98. № 12. P. 790–795.
43. Ритус В.И. Квантовые эффекты взаимодействия элементарных частиц с интенсивным электромагнитным полем // *Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле (Труды ФИАН. Т. 111) / М.: Наука, 1979. С. 5–151.*
44. Розанов Н.Н. О самовоздействии интенсивного электромагнитного излучения в электрон-позитронном вакууме // *ЖЭТФ.* 1998. Т. 113. № 2. С. 513–520.
45. Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan K., and Keitel C. Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems // *Rev. Mod. Phys.* 2012. V. 84. P. 1177–1195.
46. Bell A. and Kirk J. Possibility of prolific pair production with high-power lasers // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 200403–200408.
47. Jirka M., Klimo O., Vranic M., Weber S., and Korn G. QED cascade with 10 PW-class lasers // *Scientific Reports.* 2017. V. 7. P. 15302–15309.
48. Andreev A., Pismak Yu., Labzovsky G., Markov V. QED in strong external field: Calculation of nonlinear effects by means of proper time method // *International J. Modern Phys.* 2004. V. A19. P. 1–19.
49. Kalashnikov M., Andreev A., Ivanov K., Galkin A. Diagnostics of peak laser intensity based on the measurement of energy of electrons emitted from laser focal region // *Laser and Particle Beams.* 2015. V. 33. P. 361–369.