

УДК 530.182

ГЕНЕРАЦИЯ МУЛЬТИПЕТАВАТТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ КОЛЕБАНИЙ ПОЛЯ

А. А. Балакин, А. Г. Литвак, С. А. Скобелев*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Предложен метод двухстадийной компрессии лазерных импульсов, позволяющий укорачивать импульсы в десятки пикосекунд до оптического периода с энергетической эффективностью в десятки процентов. Идея метода состоит в использовании последовательно рамановской компрессии (сжимающей до длительности в десятки фемтосекунд) и самокомпрессии импульса до периода поля при возбуждении кильватерной плазменной волны. При этом затравочный импульс сфокусирован на вход второй газовой струи для достижения релятивистской интенсивности, необходимой для реализации самокомпрессии при возбуждении плазменной волны.

ВВЕДЕНИЕ

Генерация лазерных импульсов с малым числом колебаний поля высокой энергии важна для физики сверхсильных полей, где большинство экспериментов отличаются большей чувствительностью к электрическим полям лазерного импульса, нежели к профилю интенсивности. Существенный прогресс в лазерной технологии экстремального света, произошедший в последнее время, главным образом основан на усилении чирпованных лазерных импульсов (chirped pulse amplification, CPA), позволяющем генерировать ультракороткие лазерные импульсы с длительностью в десятки фемтосекунд и пиковой мощностью в несколько петаватт [1, 2]. В настоящее время в мире находятся в стадии реализации несколько проектов в направлении достижения уровня 10 ПВт и выше [3]. Однако генерация импульсов с малым числом колебаний поля и высокой мощностью, в частности с длительностями менее 10 фс для лазеров Ti:Sa на длине волны около 800 нм, всё ещё является труднореализуемой задачей. Перспективной технологией для генерации высокоэнергичных лазерных импульсов с малым числом колебаний является метод оптического параметрического усиления чирпированных импульсов (optical parametric chirped-pulse amplification, OPCPA) [4–6]. Однако прогресс данной техники является сравнительно медленным, несмотря на её высокий потенциал, обусловленный сочетанием сверхширокополосности и высокого коэффициента усиления.

Дальнейшее увеличение мощности генерируемого лазерного излучения сопряжено со значительными техническими трудностями. Последние связаны, в первую очередь, с разрушением оптических элементов в случае использования излишне мощного лазерного излучения. При потоках энергии порядка $0,1 \text{ Дж/см}^2$ происходит термическое повреждение дифракционных решёток. В результате, для импульсов с энергией в десятки и сотни джоулей необходимо использовать всё более и более крупномасштабные оптические системы метрового размера, что представляет технически очень сложную задачу. Поэтому для достижения уровней мощности в сотни тераватт и выше естественно использовать процессы в ионизованной среде (плазме), для которой проблема электрической прочности материалов не возникает. Обсуждаются несколько механизмов укорочения интенсивного лазерного импульса в прозрачной плазме: ионизационно-индуцированный эффект самокомпрессии [7, 8]; самокомпрессия лазерных импульсов, основанная на локальном

* balakin@appl.sci-nnov.ru

характере релятивистской нелинейности [9–11]; самокомпрессия в условиях возбуждения кильватерной волны в плазме [12–17]; резонансное стимулированное обратное рамановское рассеяние (stimulated Raman backscattering, SRBS) [18, 19].

Укорочение лазерных импульсов в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны в прозрачной плазме происходит из-за возрастания локальной групповой скорости волнового пакета в задней его части вследствие вытеснения электронов. В работах [12, 13, 15] продемонстрирована возможность самокомпрессии релятивистски сильных лазерных импульсов до нескольких колебаний лазерного поля при возбуждении кильватерной плазменной волны с периодом, соизмеримым с длительностью волнового пакета. В сжатом лазерном импульсе содержится приблизительно 25 % начальной энергии. Рассматриваемый метод был использован в эксперименте [12] для самокомпрессии мультитераваттных импульсов до предельно коротких длительностей (около 10 фс на длине волны 800 нм).

Метод компрессии волновых пакетов, связанный с обратным рамановским рассеянием, позволяет сжимать импульсы до длительностей, соизмеримых лишь с периодом плазменных колебаний. Процесс SRBS основан на резонансном трёхволновом взаимодействии, где умеренно интенсивный и протяжённый во времени (субнаносекундной длительности) лазерный импульс накачки с частотой ω_a передаёт свою энергию в затравочный короткий лазерный импульс с частотой ω_b , распространяющийся навстречу, через ленгмюровские колебания, которые возбуждаются на плазменной частоте $\omega_p = \omega_a - \omega_b$. Максимально достижимая эффективность преобразования энергии рассматриваемого процесса равна $1 - \omega_p/\omega_a$ [19].

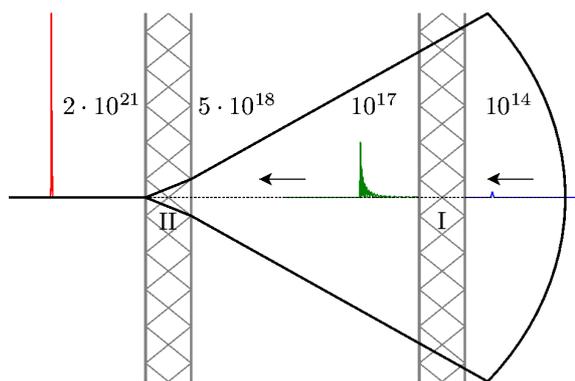


Рис. 1. Схема самокомпрессии выходного усиленного импульса после рамановского усиления в первой газовой струе (I) и в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны во второй струе (II). Цифрами указаны характерные значения интенсивности импульса b в Вт/см² на входе и на выходе из струй

пакет в процессе рамановского усиления укорачивается до периода плазменной волны с энергетической эффективностью, близкой к 90 %. Далее выходной усиленный лазерный импульс фокусируется на вход второй газовой струи (II), где в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны он сжимается до длительности в один оптический период поля.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Сначала рассмотрим задачу усиления и укорочения лазерных импульсов с циркулярной поляризацией электрического поля в процессе стимулированного обратного рамановского рассея-

Минимальная длительность усиливаемого лазерного импульса в процессе SRBS ограничена периодом плазменной волны. В связи с этим возникает вопрос, можно ли такой выходной усиленный лазерный импульс в дальнейшем укоротить до длительности, соизмеримой с периодом оптического колебания поля. В данной работе приведено исследование согласования рассмотренных двух методов укорочения лазерных импульсов для достижения экстремального укорочения исходного импульса накачки с длительностью в десятки пикосекунд до единиц фемтосекунд при энергетической эффективности в десятки процентов. Предложенный способ позволит получать лазерные импульсы мультипетаваттного уровня мощности. Идея метода довольно проста и схематично представлена на рис. 1. В первой газовой струе (I) затравочный волновой пакет

ния в плазме. На нелинейной стадии, когда лазерный импульс накачки сильно истощён, имеет место заметный рост пиковой интенсивности на переднем фронте затравочного лазерного импульса, которая намного превышает интенсивность импульса накачки. При этом данный рост интенсивности сопровождается укорочением усиливаемого импульса. Этот процесс описывается хорошо известным автомодельным π -импульсным решением трёхволновых уравнений. Максимально достижимая энергетическая эффективность преобразования в рассматриваемом процессе равна $1 - \omega_p/\omega_a$. Однако существует ряд негативных физических процессов, которые могут ограничить эффективность рамановской компрессии. Многие из этих негативных процессов были изучены, в том числе нарушение условий трёхволнового синхронизма из-за релятивистской нелинейности [20, 21], паразитное рамановское усиление шумов плазмы [19, 22, 23], рассеяние на неоднородностях плотности [24, 25], ослабление импульсов за счёт нагрева плазмы при столкновениях или посредством затухания Ландау [26–28], опрокидывание плазменной волны [19, 29, 30] и другие. Были предложены способы нейтрализации этих факторов. Большинство указанных вредоносных эффектов могут быть компенсированы за счёт выбора оптимальных параметров лазерных импульсов и плазмы.

Для исследования процесса рамановского усиления нами использовалась численная схема, включающая решение трёхмерных уравнений, описывающих процесс трёхволнового взаимодействия [31]:

$$\partial_t a + \partial_z a + \frac{i}{2} \Delta_{\perp} a = -bf; \quad (1)$$

$$\partial_t b - \partial_z b + \frac{i}{2} \Delta_{\perp} b + i\beta |b|^2 b = af^*; \quad (2)$$

$$\partial_t f + i\delta\omega(z)f = ab^* + iB|f|^2 f. \quad (3)$$

Здесь a и b — амплитуды векторных потенциалов циркулярно поляризованной волны накачки и усиленного импульса соответственно, измеряемые в единицах $m_e c^2/e$ ($k_a = \omega_a/c$, $k_b = \omega_b/c$): $A_x + iA_y = (m_e c^2/e)[a \exp(i\omega_a t - ik_a z) + b \exp(i\omega_b t + ik_b z)]$, где e — элементарный заряд, m_e — масса электрона, c — скорость света. Амплитуда плазменной волны f соответствует амплитуде возмущения концентрации δn_L и электрическому полю E_L ленгмюровской волны:

$$E_L = -\frac{m_e c}{e} \sqrt{\frac{2\omega_a}{\omega_f}} \omega_p \operatorname{Re}[f \exp(i\omega_f t - 2ik_a z)], \quad (4)$$

$$\frac{\delta n_L}{n_e} = -2 \sqrt{2} \frac{\omega_a^{3/2}}{\omega_p \omega_f^{1/2}} \operatorname{Im}[f \exp(i\omega_f t - 2ik_a z)], \quad (5)$$

Здесь частота накачки ω_a намного больше, чем плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ (n_e — концентрация плазмы), и может считаться равной частоте усиливаемого лазерного импульса, $\omega_a \approx \omega_b$, частота плазменной волны $\omega_f = \sqrt{\omega_p^2 + 12\omega_a^2 T_e/(mc^2)} \approx \omega_p$ немного отличается от плазменной частоты ω_p из-за тепловых эффектов для ненулевой температуры электронов $T_e \ll \ll m_e c^2 \omega_p^2/\omega_a^2$. Время t измеряется в единицах $t_0 = \sqrt{2}/(\omega_p \omega_a)$, координаты z и r — в единицах ct_0 и $c\sqrt{t_0/\omega_a}$ соответственно, расстройка $\delta\omega$ — в единицах t_0^{-1} , $\beta \approx \frac{3\sqrt{2}}{4}(\omega_p/\omega_a)^{3/2}$ — безразмерный коэффициент релятивистской нелинейности. Мы пренебрегли групповой скоростью плазменной волны $\partial\omega_f/\partial k = 6T_e/(mc)\omega_a/\omega_f$ в уравнении (3) из-за её малости в сравнении с длиной рамановского усиления для параметров, рассматриваемых в статье.

Слагаемое $B|f|^2 f$ в уравнении (3) описывает нелинейный сдвиг частоты плазменной волны f в разреженной плазме по мере приближения её амплитуды к порогу опрокидывания [30]. Это новое слагаемое, в сравнении с [19], даёт величины рамановского усиления, которые находятся в хорошем согласии с кинетическим моделированием [30]. Здесь $B \approx 72 \sqrt{2} T_e / (m_e c^2) (\omega_a / \omega_p)^{9/2}$. Нелинейный сдвиг частоты плазменной волны $B|f|^2$ приводит к ослаблению рамановского усиления и разрушению π -импульсного решения. Эффективность рамановского усиления растёт при уменьшении параметра B по закону $\eta \propto 1/B$. Уменьшения параметра B можно достичь за счёт увеличения концентрации плазмы. В наших численных расчётах в первой газовой струе она составляет $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Для данной концентрации плазмы паразитное усиление шумов в плазме, способное полностью истощить импульс накачки, подавлено из-за нелинейной дисперсии плазменной волны ($B \neq 0$). При этом усиление изначально короткого затравочного импульса не испытывает заметного ослабления [32].

Как видно из рис. 1, затравочный сходящийся лазерный импульс подаётся на вход первой газовой струи. В плазме струи он индуцирует рамановское рассеяние встречно распространяющегося импульса накачки. В результате формируется короткий выходной импульс в виде π -импульсного решения [18, 19]. При этом фазовый профиль усиленного импульса остаётся сфокусированным параболическим [33]. Требуемая фокусировка излучения связана с тем, что релятивистская нелинейность нарушает условие трёхволнового синхронизма [20, 21]. Поэтому максимальная амплитуда векторного потенциала усиливаемого лазерного импульса ограничена: $b \lesssim 0,3$. Однако самокомпрессия лазерных импульсов в условиях возбуждения кильватерной волны хорошо протекает, когда амплитуда векторного потенциала превышает релятивистское значение. За счёт линейной фокусировки излучения можно увеличить амплитуду поля на один–два порядка. Следует отметить, что процесс стимулированного обратного рамановского рассеяния в плазме не вводит дополнительные искажения в фазу усиливаемого лазерного импульса [33]. Поэтому мы подавали на вход первой газовой струи гауссов пучок с параболическим фазовым фронтом, чтобы в дальнейшем он сфокусировался на вход второй газовой струи.

Самосогласованную нелинейную эволюцию сверхкороткого лазерного импульса с циркулярной поляризацией электрического поля в процессе нестационарного возбуждения кильватерного следа в плазме рассмотрим на основе следующей безразмерной системы уравнений [12–15]:

$$\frac{2}{c} \frac{\partial^2 b}{\partial z \partial \tau} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{b}{1 + \phi} - \Delta_{\perp} b = 0, \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} = \frac{\omega_p^2}{2} \left[\frac{1 + |b|^2}{(1 + \phi)^2} - 1 \right]. \quad (6)$$

Здесь координаты r , z и время t в размерных единицах; величины b и ϕ измеряются в единицах $m_e c^2 / e$. Одномерная модель описания динамики возбуждения кильватерной плазменной волны оправдана для волновых полей с характерным поперечным масштабом r_0 , много большим длины плазменной волны $\lambda_p = c / \omega_p$ ($r_0 \gg b \lambda_p$). Это необходимо для исключения возможности режима «bubble» [34] и выполняется, если $b \ll r_0 / L_{\parallel}$, где $L_{\parallel} < \lambda_p$ — продольный масштаб волнового пакета [15].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На первой стадии импульс накачки с длительностью 60 пс, интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 и радиусом 1 мм рассеивался на встречно распространяющемся затравочном импульсе с длительностью 50 фс и такой же интенсивностью в плазменной струе с концентрацией $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и длиной $L = 1 \text{ см}$. В результате этого трёхволнового процесса (называемого рамановской компрессией) получался интенсивный сверхкороткий импульс, близкий к π -импульсному решению [18,

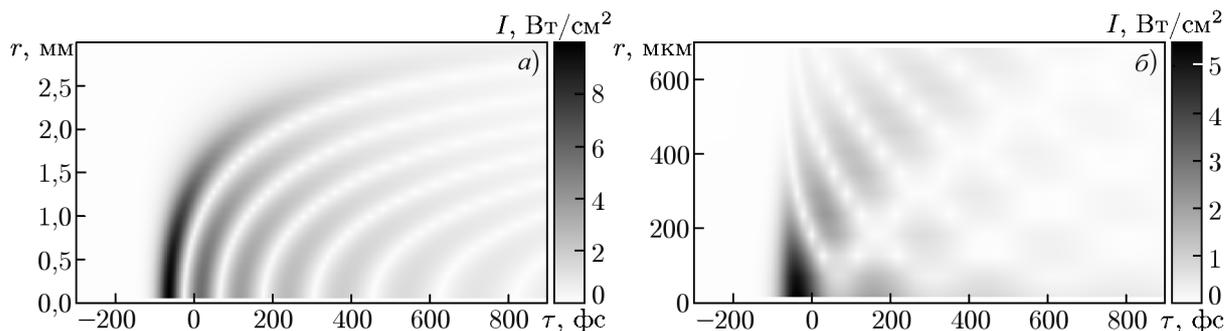


Рис. 2. Распределение интенсивности импульса I , усиленного в процессе рамановской компрессии в первой газовой струе с концентрацией плазмы $n_e = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и длиной $L = 1 \text{ см}$ (а). Распределение интенсивности для этого же импульса, сфокусированного на вход второй струи (б)

19] в продольном направлении. Численное моделирование показывает сжатие импульса накачки примерно в 1000 раз с 60 пс до 60 фс с энергетической эффективностью, близкой к 85%. Характерное пространственно-временное распределение лазерного импульса на выходе первой струи приведено на рис. 2а. Вся неоднородность в поперечном направлении в основном связана с неоднородностью поперечного профиля импульса накачки, приводящего к неоднородности инкремента рамановского усиления. Причина в том, что импульс накачки и затравочный импульс имеют большую ширину при взаимодействии на первой струе, их дифракционная длина много больше длины взаимодействия, и неоднородность задачи почти не сказывается на динамике рамановской компрессии. Поскольку максимально достигаемая амплитуда усиленного импульса в методе рамановской компрессии ограничена релятивистским значением, то для дальнейшего использования метода самокомпрессии её необходимо увеличить. Наиболее легко это делается с помощью фокусировки затравочного импульса, поскольку квадратичная нелинейность рамановского усиления не меняет фазовый фронт передней части усиленного импульса [33]. Как будет показано ниже, 8-кратной фокусировки (рис. 2б), т. е. 60-кратного увеличения интенсивности до уровня в $6 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$, достаточно для двукратного превышения релятивистской интенсивности, необходимого для эффективного возбуждения кильватерной волны в плазме.

В численном моделировании мы рассматривали аксиально-симметричные пучки при анализе самокомпрессии лазерных импульсов во второй газовой струе. Это является оправданным, т. к. в работах [13, 35] было показано, что пространственно-временная неустойчивость сверхкороткого релятивистски сильного лазерного импульса при возбуждении кильватерной волны с периодом, превышающим длительность волнового пакета, подавлена из-за инерции нелинейного отклика. Далее обратимся к динамике лазерного импульса во второй газовой струе. В качестве примера идеальной самокомпрессии лазерного импульса при возбуждении кильватерной волны рассмотрим нелинейную динамику (рис. 3) лазерного импульса с циркулярной поляризацией $b(z = 0, \tau, r) = b_0 \exp[-\tau^2/(2\tau_p^2) - r^2/(2r_0^2)]$ при следующих параметрах: $b_0 = 1,4$, $\tau_p = 60 \text{ фс}$, $r_0 = 130 \text{ мкм}$, $\lambda = 1 \text{ мкм}$, $n_e = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\omega_p/\omega \approx 0,05$), длина газовой струи $L = 2,8 \text{ мм}$. Данные параметры соответствуют входной энергии 300 Дж. На рис. 3 на каждой панели вверху приведено временное распределение волнового пакета на оси пучка, в середине — пространственно-временное распределение интенсивности, внизу — распределение спектра.

Как следует из результатов численного моделирования, по мере распространения лазерного импульса в нелинейной среде имеет место преобразование временной структуры поля к структуре, близкой к автомоделной [36]. Эти решения описывают импульсы, имеющие форму рупора, раскрывающегося в направлении движения. Структура основной автомоделной моды характеризуется экспоненциальным убыванием вектор-потенциала по радиусу. Это обусловлено специфици-

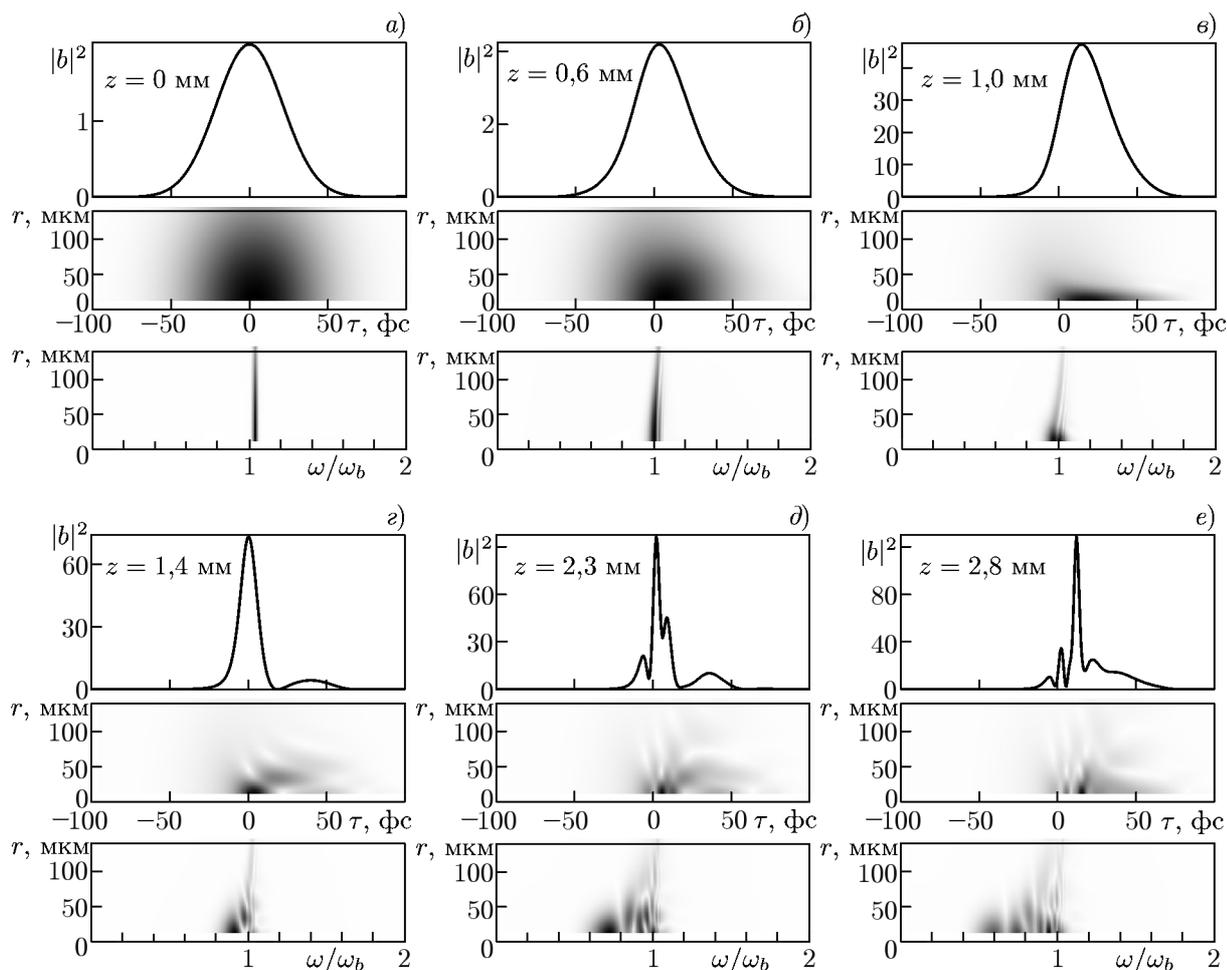


Рис. 3. Динамика лазерного импульса с циркулярной поляризацией в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны в газовой струе с длиной $L = 2,8$ мм и концентрацией плазмы $n_e = 2,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Начальные параметры лазерного импульса: $b_0 = 1,4$, $r_0 = 130$ мкм, $\omega/\omega_p = 20$. На каждой панели сверху приведено временное распределение интенсивности волнового пакета на оси пучка, в середине — пространственно-временное распределение интенсивности, внизу — распределение спектра, полутонные рисунки носят иллюстративный характер. Более тёмные области соответствуют большему значению интенсивности и амплитуды спектра

кой нестационарной нелинейности. На переднем фронте лазерного импульса нелинейность слабая, и поэтому пучок дифрагирует, а центральная часть волнового пакета фокусируется в поперечном направлении (см. рис. 3а-в). В дальнейшем длительность лазерного импульса значительно уменьшается (см. рис. 3з-е). На трассе $z = 2,8$ мм лазерный импульс сжался в 10 раз до 6 фс, что соответствует длительности, чуть большей одного периода поля. Данная длительность близка к длительности спектрально ограниченного лазерного импульса, которая составляет один период колебаний поля. Процесс сжатия сопровождается усилением интенсивности в 60 раз. Как видно из рис. 3, в процессе самокомпрессии волнового пакета происходит значительное смещение спектра вниз по частоте и его уширение. Отметим, что у сжатого волнового пакета имеется предимпульс, который определяется несдвинутой частью спектра поля $\omega \approx \omega_b$. Энергетическая эффективность данного метода самокомпрессии составляет около 25% (доля энергии, содержащаяся в центральной части волнового пакета, граница которой определяется спадом интенсивности в 2 раза как в продольном, так и в поперечном направлении).

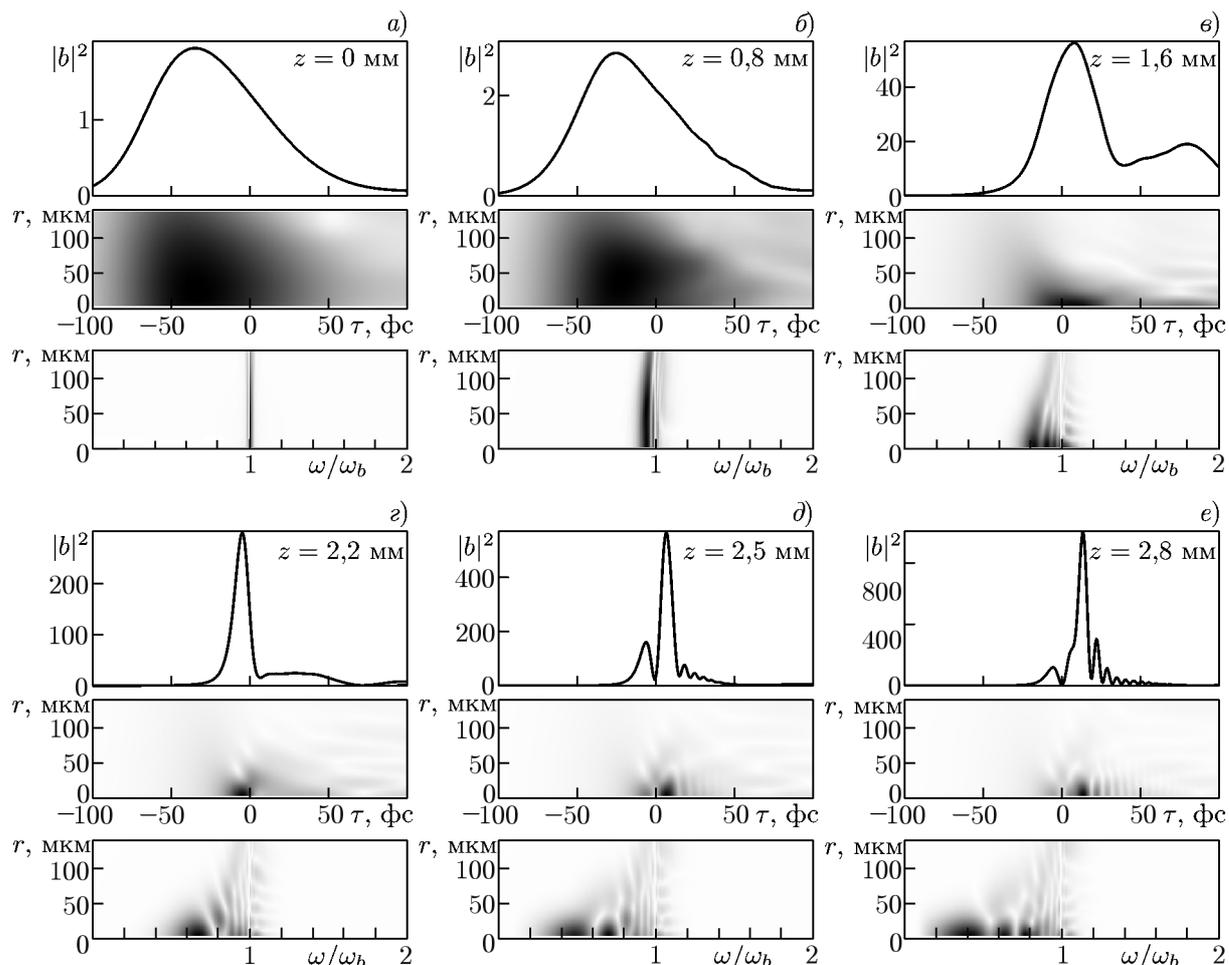


Рис. 4. Динамика интенсивности волнового пакета $|b|^2$ и спектра в условиях возбуждения кильватерной плазменной волны в газовой струе с длиной $L = 2,8$ мм и концентрацией плазмы $n_e = 2,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Начальные параметры лазерного импульса: $b_0 = 1,4$, $r_0 = 130$ мкм, $\omega/\omega_p = 20$, полутоновые рисунки носят иллюстративный характер. Более тёмные области соответствуют большему значению интенсивности и амплитуды спектра

Механизм укорочения лазерного импульса связан с тем, что в условиях возбуждения кильватерной волны в задней части волнового пакета происходит вытеснение электронов, а в передней части импульса, наоборот, концентрация электронов увеличивается. В результате, задняя часть импульса догоняет переднюю, т. к. групповая скорость волнового пакета в плазме увеличивается с уменьшением концентрации электронов. При этом рост интенсивности лазерного импульса приводит к большим градиентам концентрации плазмы и последующему увеличению темпа самокомпрессии волнового пакета.

Вернёмся к исходной задаче. Применим рассмотренный выше метод укорочения лазерных импульсов к усиленному лазерному импульсу после первой газовой струи, сфокусированному на вход второй газовой струи (рис. 2б). Как видно из рис. 2б, распределение импульса в фокусе довольно сильно отличается от гауссова в обоих направлениях. Выберем концентрацию второй газовой струи $n_e = 2,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, как и для лазерного импульса гауссовой формы (см. рис. 3). Для данной концентрации плазмы период возбуждённой плазменной волны будет соизмерим с характерным масштабом переднего фронта усиливаемого лазерного импульса, под которым сосредоточена большая часть его энергии (рис. 2а при $\tau < 200$ фс). Сфокусируем затравочный

лазерный импульс на вход первой газовой струи так, чтобы на входе второй струи амплитуда усиленного лазерного импульса равнялась $b_0 = 1,4$.

На рис. 4 приведена эволюция лазерного импульса с пространственно-временным распределением, представленным на рис. 2б (начальная амплитуда $b_0 = 1,4$, поперечный радиус $r_0 = 130$ мкм), который был инжектирован на вход второй газовой струи с длиной $L = 2,8$ мм и концентрацией плазмы $n_e = 2,5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Отметим, что передний фронт временного профиля π -импульсного решения очень сильно отличается от автомоделного волнового пакета в задаче с возбуждением кильватерной плазменной волны [36] (см. рис. 3). В автомоделном решении распределение импульса близко к треугольному (передняя часть импульса дифрагирует, а задняя часть фокусируется), а в случае π -импульсного решения передний фронт импульса, наоборот, крутой. Поэтому начальный этап эволюции лазерного импульса связан с трансформацией π -импульсного распределения к треугольному виду. В дальнейшем длительность волнового пакета довольно быстро уменьшается. Из рис. 4 видно, что на длине $z = 2,8$ мм она уменьшилась примерно в 10 раз и составляет 6 фс. При этом интенсивность сжатого лазерного импульса увеличилась почти в 400 раз. Отметим, что интенсивность выходного импульса получилась в $6 \div 7$ раз выше, чем в случае гауссова распределения (см. рис. 3). Это связано с более медленно спадающим распределением волнового поля в π -импульсном решении в поперечном направлении (рис. 2б), а именно с «падением» боковых лепестков в приосевую области в процессе пространственно-временной эволюции лазерного импульса (рис. 4з). Энергетическая эффективность составляет примерно те же самые 25 %.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и исследован метод двухстадийной компрессии лазерных импульсов, позволяющий укорачивать импульсы с длительностью в десятки пикосекунд до оптического периода с энергетической эффективностью в десятки процентов. Данный метод даёт возможность генерировать лазерные импульсы с петаваттным уровнем мощности. Приведём оценки для достаточно реалистичных параметров эксперимента. Пусть интенсивность затравочного импульса равна интенсивности импульса накачки, $I_a = I_b = 10^{14}$ В/см², радиус пучка $r_0 = 1$ мм, длительность импульса накачки $\tau_a = 60$ пс, длительность затравочного импульса $\tau_b = 50$ фс. Это отвечает энергии $W_a = 330$ Дж в импульсе накачки и $W_b = 0,3$ Дж в затравочном импульсе соответственно. На выходе первой газовой струи импульс в процессе рамановского усиления сожмётся до 60 фс с энергетической эффективностью 85 %. После этого усиленный лазерный импульс фокусировался на вход второй газовой струи для обеспечения в 60 раз большей интенсивности до уровня в $6 \cdot 10^{18}$ Вт/см², т. е. вдвое больше релятивистской интенсивности для длины 1 мкм. Во второй газовой струе в режиме возбуждения плазменной волны длительность волнового пакета уменьшится с 60 фс до 6 фс с энергетической эффективностью 25 %. В результате на выходе двух газовых струй будет сформирован лазерный импульс с энергией 70 Дж и с длительностью 6 фс, что соответствует мощности $P = 12$ ПВт.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 17-72-20111).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sung J. H., Lee H. W., Yoo J. Y., et al. // Opt. Lett. 2017. V. 42, No. 11. P. 2058–2061. <https://doi.org/10.1364/OL.42.002058>

2. Zeng X., Zhou K., Zuo Y., et al. // *Opt. Lett.* 2017. V.42, No. 10. P.2014–2017. <https://doi.org/10.1364/OL.42.002014>
3. <https://eli-laser.eu/the-eli-project/>
4. Chekhlov O. V., Collier J. L., Ross I. N., et al. // *Opt. Lett.* 2006. V. 31, No. 24. P.3 665–3 667. <https://doi.org/10.1364/OL.31.003665>
5. Lozhkarev V. V., Freidman G. I., Ginzburg V. N., et al. // *Laser Phys. Lett.* 2007. V. 4, No. 6. P. 421–426. <https://doi.org/10.1002/lapl.200710008>
6. Herrmann D., Veisz L., Tautz R., et al. // *Opt. Lett.* 2009. V. 34, No. 16. P.2 459–2 461. <https://doi.org/10.1364/OL.34.002459>
7. Skobelev S. A., Kim A. V., Willi O. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V.108, No. 12. Art. no. 123904. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.123904>
8. Wagner N. L., Gibson E. A., Popmintchev T., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93, No. 17. Art. no. 173902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.173902>
9. Shorokhov O., Pukhov A., Kostyukov I. // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91, No. 26. Art. no. 265002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.265002>
10. Ren C., Duda B. J., Hemker R. G., et al. // *Phys. Rev. E.* 2001. V. 63, No. 2. Art. no. 026411. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.63.026411>
11. Wilson T. C., Li F. Y., Weng S. M., et al. // *J. Phys. B.* 2019. V. 52, No. 5. Art. no. 055403. <https://doi.org/10.1088/1361-6455/ab0132>
12. Pipahl A., Anashkina E. A., Toncian M., et al. // *Phys. Rev. E.* 2013. V. 87, No. 3. Art. no. 033104. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.87.033104>
13. Balakin A. A., Litvak A. G., Mironov V. A., Skobelev S. A. // *Phys. Rev. A.* 2013. V. 88, No. 2. Art. no. 023836. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.88.023836>
14. Kim A. V., Litvak A. G., Mironov V. A., Skobelev S. A. // *Phys. Rev. A.* 2014. V. 90, No. 4. Art. no. 043843. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.043843>
15. Balakin A. A., Litvak A. G., Mironov V. A., Skobelev S. A. // *EPL.* 2012. V. 100, No. 3. Art. no. 34002. <https://doi.org/10.1209/0295-5075/100/34002>
16. Faure J., Glinec Y., Santos J. J., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95, No. 20. Art. no. 205003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.205003>
17. Schreiber J., Bellei C., Mangles S. P. D., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105, No. 25. Art. no. 235003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.235003>
18. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82, No. 2. P. 4 448–4 451. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.4448>
19. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // *Phys. Plasmas.* 2000. V. 7, No. 5. P. 2 232–2 240. <https://doi.org/10.1063/1.874051>
20. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // *Phys. Rev. E.* 2014. V. 90, No. 6. Art. no. 063110. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.90.063110>
21. Barth I., Toroker Z., Balakin A. A., Fisch N. J. // *Phys. Rev. E.* 2016. V. 93, No. 6. Art. no. 063210. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.93.063210>
22. Malkin V. M., Shvets G., Fisch N. J. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84, No. 6. P. 1 208–1 211. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.1208>
23. Balakin A. A., Fraiman G. M., Fisch N. J., Malkin V. M. // *Plasma Phys.* 2003. V. 10, No. 12. P. 4 856–4 864. <https://doi.org/10.1063/1.1621002>
24. Solodov A. A., Malkin V. M., Fisch N. J. // *Phys. Plasmas.* 2003. V. 10, No. 6. P. 2 540–2 544. <https://doi.org/10.1063/1.1576761>
25. Balakin A. A., Dodin I. Y., Fraiman G. M., Fisch N. J. // *Phys. Plasmas.* 2016. V. 23, No. 8. Art. no. 083115. <https://doi.org/10.1063/1.4960835>

26. Malkin V. M., Fisch N. J., Wurtele J. S. // *Phys. Rev. E*. 2007. V. 75, No. 2. Art. no. 026404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.75.026404>
27. Balakin A. A., Fisch N. J., Fraiman G. M., et al. // *Phys. Plasmas*. 2011. V. 18, No. 10. Art. no. 102311. <https://doi.org/10.1063/1.3650074>
28. Depierreux S., Yahia V., Goyon C., et al. // *Nature Commun.* 2014. V. 5. Art. no. 4158. <https://doi.org/10.1038/ncomms5158>
29. Trines R. M. G. M., Fiuza F., Bingham R., et al. // *Nature Phys.* 2011. V. 7. P. 87–92. <https://doi.org/10.1038/nphys1793>
30. Balakin A. A., Fraiman G. M., Jia Q., Fisch N. J. // *Phys. Plasmas*. 2018. V. 25, No. 6. Art. no. 063106. <https://doi.org/10.1063/1.5028567>
31. Balakin A. A., Fraiman G. M., Fisch N. J., Suckewer S. // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 72, No. 3. Art. no. 036401. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.036401>
32. Balakin A. A., Skobelev S. A., Fraiman G. M. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26, No. 4. Art. no. 043108. <https://doi.org/10.1063/1.5085869>
33. Balakin A. A., Fraiman G. M., Dodin I. // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22, No. 5. Art. no. 053112. <https://doi.org/10.1063/1.4921654>
34. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. // *Appl. Phys. B*. 2002. V. 74. P. 355–361. <https://doi.org/10.1007/s003400200795>
35. Lu W., Tzoufras M., Joshi C., et al. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2007. V. 10, No. 6. Art. no. 061301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.061301>
36. Балакин А. А., Литвак А. Г., Миронов В. А., Скобелев С. А. // *Журн. exper. теор. физ.* 2011. Т. 139, № 3. С. 579–586.
37. Абрамян Л. А., Литвак А. Г., Миронов В. А., Сергеев А. М. // *Журн. exper. теор. физ.* 1992. Т. 102, № 6. С. 1816–1824.

Поступила в редакцию 13 апреля 2020 г.; принята в печать 12 мая 2020 г.

GENERATION OF MULTIPETWATT LASER PULSES WITH A SMALL NUMBER OF THE FIELD OSCILLATIONS

A. A. Balakin, A. G. Litvak, and S. A. Skobelev

We propose a method of two-stage compression of laser pulses, which makes it possible to compress laser pulses of tens of picoseconds to an optical period with the energy efficiency of tens of percent. The method involves use of the sequentially Raman compression (compressing to a duration of tens of femtoseconds and the self-compression of the pulse to the field period when exciting the wake plasma wave. In this case, the seed pulse is focused onto the input of the second gas jet to achieve relativistic intensity which is required for the self-compression realization when exciting the plasma wave.