

Усиление субпикосекундных УФ импульсов в многокаскадной лазерной Ti : сапфир – KrF-системе ГАРПУН-МТВ

В.Д.Зворыкин, А.О.Левченко, Н.Н.Устиновский

В первых экспериментах на лазерной Ti : сапфир – KrF-установке ГАРПУН-МТВ при двухпроходном усилении утроенных по частоте импульсов излучения титан-сапфирового стартового комплекса в широкоапертурных KrF-усилителях с электронно-пучковой накачкой получены тераваттные УФ импульсы ($\lambda = 248$ нм) с энергией 0.62 Дж, длительностью не более 1 пс и расходимостью 20 мкрад. Контраст коротких импульсов относительно усиленного спонтанного излучения составил $\sim 10^6$ для плотностей энергии и $\sim 10^{11}$ для интенсивностей. Обсуждаются специфика усиления коротких импульсов в активной среде с быстрым восстановлением инверсии населенностей и преимущества усиления цугов коротких импульсов или коротких и длинных импульсов. Пиковая мощность одиночных субпикосекундных импульсов на данной лазерной установке может быть увеличена до 30 ТВт, а интенсивности излучения в сфокусированном пучке до 10^{20} Вт/см².

Ключевые слова: многокаскадная лазерная система, широкоапертурный KrF-усилитель, электронно-пучковая накачка, усиление одиночных импульсов и цугов импульсов.

1. Особенности усиления коротких лазерных импульсов в KrF-усилителях

Лазерные системы для усиления chirпированных импульсов в твердотельных средах (включая параметрические усилители) [1] позволяют получать в ближнем ИК диапазоне ($\lambda \sim 1$ мкм) ультракороткие лазерные импульсы (УКИ) фемто- и пикосекундной длительности с тера- и петаваттной пиковой мощностью, необходимые для решения многих фундаментальных и прикладных задач в нелинейной оптике, физике высоких плотностей энергии, ускорении заряженных частиц, лазерном термоядерном синтезе (ЛТС). По сравнению с ними эксимерные лазерные системы УКИ (см. [2, 3] и приведенные там ссылки) имеют ряд существенных отличий: малую длину волны и большую энергию кванта излучения при достаточно широкой полосе усиления для импульсов длительностью 50 фс (например, для KrF-лазера $\lambda = 248.5$ нм, $h\nu = 5$ эВ и $\Delta\lambda \sim 2.5$ нм); значительно более низкую (на три порядка) плотность энергии насыщения $Q_s = h\nu/\sigma \simeq 2$ мДж/см² (где $\sigma = 2.5 \times 10^{-16}$ см² – сечение индуцированного излучения на переходе В → Х молекулы KrF); малое время жизни возбужденного состояния и соответственно восстановления инверсии населенностей в активной среде (радиационное время жизни В-состояния $\tau_r = 6.5$ нс, а с учетом тушащих столкновений $\tau_c \sim 2$ нс) [4]; малый нелинейный показатель преломления усиливающей среды n_2 , ответственный за филаментацию лазерного пучка.

Энергия Q_{opt} , снимаемая одиночным УКИ длительностью $\tau \ll \tau_c$ с единицы площади апертуры KrF-усили-

телей в оптимальном режиме ($Q_{opt} = Q_s \ln(g_0/\alpha_{ns}) = 5 - 6$ мДж/см² [5], где отношение коэффициента усиления слабого сигнала к коэффициенту ненасыщаемого поглощения $g_0/\alpha_{ns} = 10 - 20$ слабо изменяется с накачкой [4]), существенно уступает энергии УКИ, получаемой на твердотельных системах. Однако на больших апертурах (~ 1 м²) существующих KrF-усилителей с накачкой электронными пучками или проектируемых в качестве драйверов для ЛТС [6 – 10] можно при прямом усилении неchirпированных импульсов получать выходную энергию 50 – 60 Дж, сравнимую с энергией УКИ на работающих ныне твердотельных системах, причем без использования дорогостоящих компрессоров для сжатия УКИ. Быстрое восстановление инверсии населенностей в активной среде позволяет эффективно усиливать цуги УКИ, следующих с интервалом $\Delta t \geq \tau_c$, а использование углового мультиплексирования [11] – многократно (в соответствии с отношением длительностей импульса накачки $\tau_p = 100 - 250$ нс к интервалу следования импульсов $\Delta t \sim 2$ нс) увеличивать суммарную энергию и пиковую мощность излучения на мишени. Мультиплексирование позволяет различным образом комбинировать нано- и пикосекундные (или субпикосекундные) импульсы и получать сложный временной профиль импульсов на мишени [12, 13], необходимый для реализации раздельного сжатия и нагрева мишеней ЛТС в режимах быстрого зажигания ускоренными электронами (fast ignition) [14] или сильной ударной волной (shock ignition) [15, 16]. В схеме ЛТС с быстрым зажиганием УФ излучение KrF-лазера по сравнению с ИК излучением твердотельных лазеров может быть сфокусировано в пятно с меньшей площадью ($S \propto \lambda^2$), что дает выигрыш в интенсивности ($I \propto \lambda^{-2}$) при сохранении величины скейлингового параметра $I(\lambda/\lambda_{ir})^2 \sim 10^{19}$ Вт/см² (здесь $\lambda_{ir} = 1.06$ мкм), необходимой для ускорения электронов до энергии ~ 1 МэВ [3, 8]. К тому же, для УФ излучения, глубже проникающего в плазму, область генерации быстрых электронов располагается

В.Д.Зворыкин, А.О.Левченко, Н.Н.Устиновский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: zvoruykin@sci.lebedev.ru, levchenk@sci.lebedev.ru, ustin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 11 ноября 2009 г., после доработки – 27 февраля 2010 г.

ближе к центру сжатой мишени, поскольку критическая концентрация электронов $N_c \propto \lambda^{-2}$.

Помимо ЛТС, есть еще одна важная область применения, где перечисленные свойства КгF-лазеров делают их использование более предпочтительным, чем твердотельных систем УКИ. Это создание протяженных проводящих плазменных каналов для коммутации длинных электрических (молниевых) разрядов [17, 18], а также направленной передачи СВЧ излучения по плазменному волноводу [19, 20]. Большая энергия кванта УФ излучения ($h\nu = 5$ эВ), соизмеримая с потенциалом ионизации молекул, позволяет эффективно фотоионизовать газ в двух-, трехквантовых процессах. Поскольку вероятности этих процессов степенным образом (с показателями степени соответственно 2 и 3) возрастают с увеличением интенсивности [18], то для поддержания ионизации газа в течение времени развития высоковольтного пробоя выгодно использовать цуг УФ УКИ или их комбинацию с длинными импульсами.

Наибольшие пиковые мощности УФ УКИ 3–4 ТВт в одиночных импульсах были получены на КгF-усилителях с апертурой 42 см (энергия импульса 0.25 Дж, длительность 0.7 пс) [7, 8] и 60 см (~ 10 Дж, ~ 3 пс) [9]. Однако основная характеристика двухпроходных широкоапертурных КгF-усилителей – зависимость плотности выходной энергии УКИ Q_{out} от плотности входной энергии Q_{in} до сих пор не была исследована экспериментально. Спецификой таких усилителей является мощное усиленное спонтанное излучение (УСИ), существенно уменьшающее инверсию населенностей в активной среде и насыщающее коэффициент усиления [2]. Его значения $g(x)$, зависящие от распределения интенсивности УСИ в усилителе, могут быть в несколько раз меньше коэффициента усиления слабого сигнала g_0 , задаваемого накачкой. Длинные импульсы ($\tau \gg \tau_c$), усиливаемые в квазистационарном режиме, при достаточно большой их интенсивности получают преимущество в конкуренции с УСИ, поскольку извлекают почти всю энергию из активной среды, постоянно возобновляющуюся за счет накачки. Короткие же импульсы ($\tau \ll \tau_c$) снимают энергию, запасенную за время τ_c , причем усиление одиночных импульсов вдоль длины усилителя происходит в среде с квазистационарным профилем коэффициента усиления $g(x)$, определяемым интенсивностью УСИ. Ситуация меняется при усилении цуга коротких импульсов, когда все импульсы, кроме первого, после восстановления инвер-

сии населенностей усиливаются в среде, невозмущенной УСИ. Для этого необходимо, чтобы интервал между импульсами был меньше времени установления распределения интенсивности УСИ τ_{ASE} , которое в двухпроходном усилителе составляет $\sim 2l/c$. При этом мы полагаем, что отражение от стенок лазерной камеры мало и главную роль играет отражение УСИ от глухого заднего зеркала, которое располагается на расстоянии l от входа в усилитель. Для характерного значения $l = 1.5$ м $\tau_{ASE} = 10$ нс.

2. Описание установки

В настоящей работе сообщается о первых экспериментах по усилению субпикосекундных импульсов на установке ГАРПУН-МТВ, которая состоит из двух каскадов широкоапертурных КгF-усилителей, электро-разрядного задающего КгF-генератора (модель Lambda Physik EMG MSC 150) и титан-сапфирового стартового комплекса Старт-248 М (ООО «Авеста-проект») [2]. Оконечный усилитель ГАРПУН с активным объемом $12 \times 18 \times 100$ см накачивается двумя встречными электронными пучками с длительностью импульса по полувысоте ~ 75 нс, энергией электронов 350 кэВ и плотностью тока 50 А/см². Работая в режиме свободной генерации на смеси Ar–Kг–F₂ при давлении 1.4 атм и удельной мощности накачки $W_b = 0.7 - 0.8$ МВт/см³, ГАРПУН «выдает» энергию ~ 100 Дж. Предусилитель «Бердыш» с объемом $8 \times 8 \times 110$ см при близких параметрах накачки $W_b = 0.6 - 0.7$ МВт/см³ и давлении рабочей смеси 1.8 атм генерирует энергию 25 Дж. Задающий КгF-генератор (длительность импульса 20 нс, энергия 150 мДж) запускает разрядники с лазерным поджигом на высоковольтных формирующих линиях, питающих вакуумные диоды, и синхронизует импульсы стартового комплекса с импульсами накачки усилителей с точностью ± 5 нс. Стартовый комплекс с преобразователем частоты излучения в третью гармонику генерирует импульсы с длительностью 60–100 фс, энергией до 0.5 мДж и частотой повторения 10 Гц на длине волны, подстраиваемой к центру полосы усиления КгF-усилителей. Вырезанный из цуга одиночный УКИ подается на вход усилителей в момент времени, близкий к максимуму импульса накачки.

На рис.1 приведена схема экспериментов и соответствующая аппаратура для измерения энергии УКИ, его

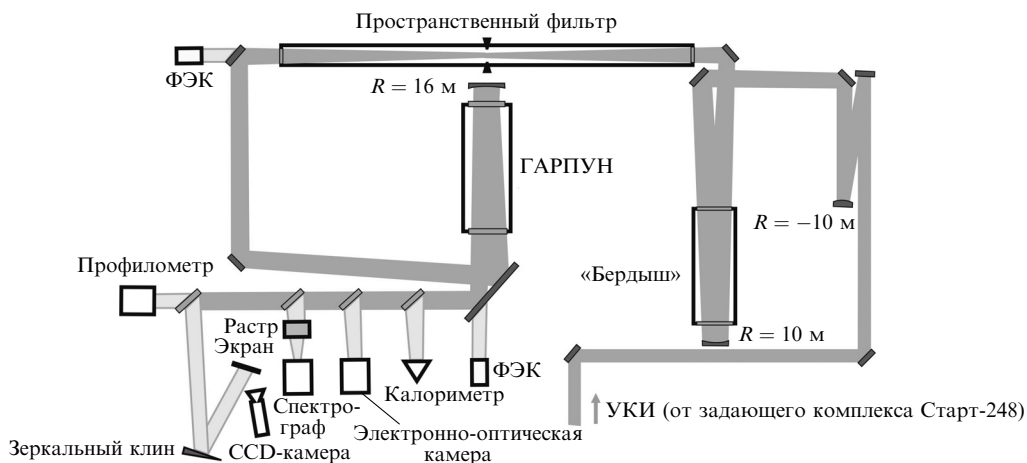


Рис.1. Схема экспериментов по двухпроходному усилению УКИ в КгF-усилителях.

длительности, спектрального и углового распределений интенсивности усиливаемого излучения. При двухпроходном усилении исходный пучок диаметром 8 мм трансформировался с помощью выпуклых и вогнутых зеркал с диэлектрическим напылением таким образом, чтобы были заполнены апертуры усилителей и происходила фокусировка пучка в плоскости диафрагмы пространственного фильтра, помещенного между усилительными каскадами. Все оптические элементы, работающие на пропускание (окна усилителей и пространственных фильтров), изготовлялись из фтористого кальция, т. к. именно этот материал обладает наименьшим нелинейным поглощением для УКИ на длине волны $\lambda = 248$ нм [21, 22].

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис.2 представлены экспериментальные зависимости плотности энергии УКИ на выходе усилителей (Q_{out}) от соответствующих величин на входе (Q_{in}) в сравнении с расчетными зависимостями для данной длины усилителей L и различных значений коэффициентов усиления слабого сигнала g_0 и ненасыщаемого поглощения α_{ns} . Для расчета некогерентного усиления УКИ использовалось модифицированное уравнение Франца – Нодвика [5]:

$$\frac{df}{dx} = g(x)(1 - e^f) - \alpha_{ns}(x)f,$$

где

$$f = \frac{Q}{Q_s}; \quad Q(x) = \int_0^x I(x, t') dt';$$

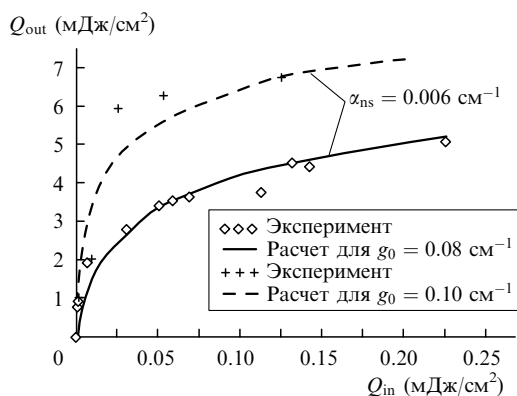
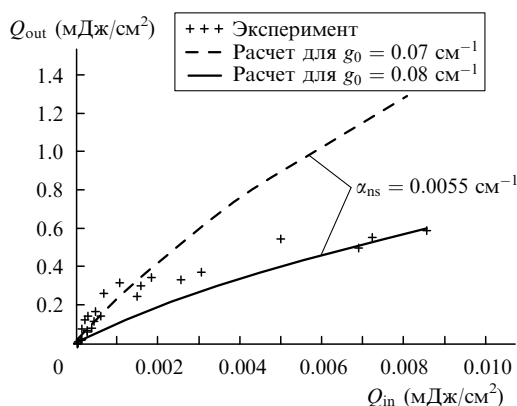


Рис.2. Зависимости плотности выходной энергии УКИ Q_{out} от плотности входной энергии Q_{in} для двухпроходного усиления в предусилителе «Бердыш» (а) и в оконечном усилителе ГАРПУН для двух серий экспериментов (б).

для двухпроходного усиления $0 < x < 2L$. При этом профили коэффициента усиления $g(x)$ соответствовали полученным в работе [2]. На выходе усилителя ГАРПУН интенсивность УСИ I_{ASE} достигала 5.2 МВт/см², что в несколько раз превышало интенсивность насыщения $I_s = h\nu/(\sigma\tau_c) \approx 1.4$ МВт/см² и приводило к уменьшению коэффициента усиления почти в пять раз.

При максимальном $Q_{out} = 0.6$ мДж/см² предусилитель «Бердыш» работал в ненасыщенном режиме и давал полное усиление за два прохода $G = Q_{out}/Q_{in} \approx 70$. Полная энергия на выходе E_{out} достигала 23 мДж, при этом площадь пучка (усредненная по длине предусилителя) $S_1 = 38.5$ см² составляла около 60 % от апертуры предусилителя S_a (фактор заполнения $S_1/S_a = 0.6$). Насыщение зависимости $Q_{out}(Q_{in})$ при больших плотностях энергии не описывается расчетной зависимостью, что, по-видимому, связано с нелинейным поглощением УКИ в окнах предусилителя. Оконечный усилитель с $Q_{out} = 6.7$ мДж/см² был в режиме насыщения и давал полную энергию 0.62 Дж в пучке площадью $S_1 = 92.5$ см² с фактором заполнения апертуры 0.43 .

Энергия УСИ, измеренная в телесном угле калориметра ($\sim 2 \times 10^{-5}$ ср), составляла $\sim 3\%$ от энергии УКИ, что согласуется с измерениями и расчетами углового распределения интенсивности УСИ [2]. Оптимизация усиления и, в первую очередь, более полное заполнение апертуры усилителей, по всей видимости, позволит увеличить энергию одиночных УКИ до $1.5 - 2.0$ Дж.

При длительности УКИ на входе в предусилитель ~ 100 фс и ширине спектра $\Delta\lambda = 0.75 - 0.80$ нм длительность выходного импульса увеличивается согласно оценкам до ~ 500 фс за счет дисперсии групповой скорости в окнах из CaF₂ (их суммарная толщина для двух проходов ~ 100 мм), а также в воздухе (длина трассы ~ 50 м). Его длительность определялась в экспериментах по интерференции отраженных от тонкого зеркального клина пучков (рис.3). Отчетливая интерференционная картина размывалась при зазоре ~ 100 мкм, что соответствует времени двойного прохода света через клин ~ 660 фс. Фактически таким способом находилась длина когерентности, которая определяет нижнюю оценку длительности УКИ: $\tau_{1/2} \approx 330$ фс. После двухпроходного усиления УКИ в обоих усилителях с суммарной толщиной окон из CaF₂ ~ 200 мм длительность импульсов увеличивалась по оценкам до ~ 1 пс. Измерения с помощью УФ электронно-оптической камеры (разработка ИОФ РАН), имевшей ограниченное временное разрешение, показали, что в этом случае верхний предел длительности $\tau_{1/2} \leq 1$ пс.

Распределения интенсивности УКИ излучения в ближней (рис.4) и дальней (рис.5) зонах регистрировались на

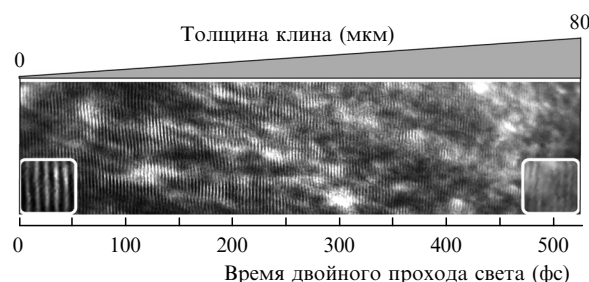


Рис.3. Интерференционная картина при отражении УКИ от зеркального клина.

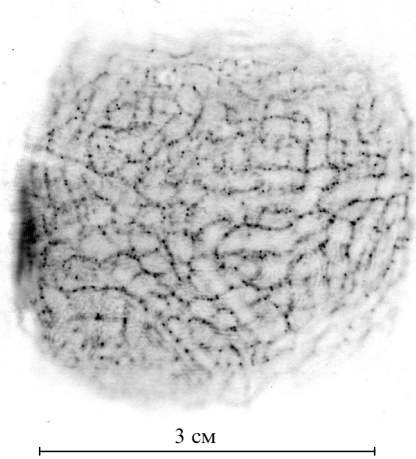


Рис.4. Распределение интенсивности усиленного УКИ излучения в ближней зоне.

фотобумаге, помещенной на различных расстояниях от оконечного усилителя в сходящийся лазерный пучок, образованный после отражения излучения от вогнутого заднего зеркала усилителя. Для построения распределения в дальней зоне обрабатывались серии фокальных пятен, полученных на расстоянии 20 м от зеркала после многократного отражения ослабленного излучения в зеркальном клине. Распределение интенсивности УКИ излучения, прошедшего оптический тракт в отсутствие накачки усилителей, измерялось в этой же схеме с помощью профилометра ОРНИР. Сопоставление результатов измерений показало, что накачка усилителей существенно не сказывается на расходимости усиленного пучка, которая определяется главным образом блочной структурой лазерных окон из CaF_2 и инициируемой ею филаментацией излучения. Филаментация проявляется в слегка поджатом пучке как множество «горячих точек», концентрирующихся вдоль изображения границ блоков (рис.5). В действительности, пиковая мощность излучения в нашем случае ($P \sim 1$ ТВт) была существенно выше критической мощности $P_{\text{cr}} = 3.8\lambda^2 / (8\pi n_0 n_2) \approx 100$ МВт для УФ излу-

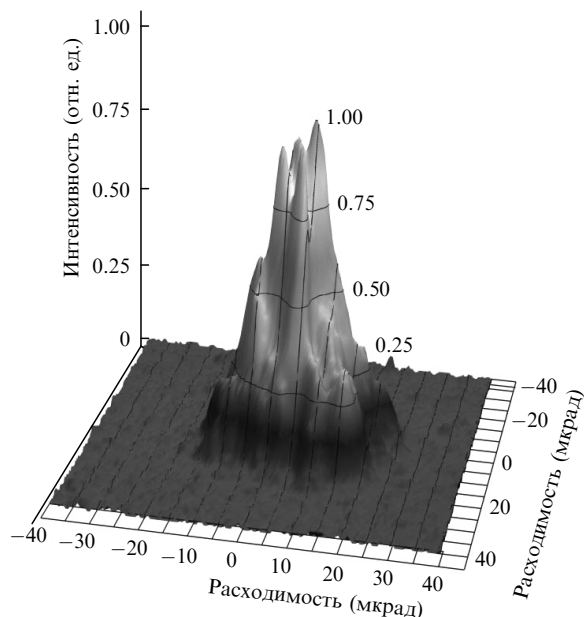


Рис.5. Распределение интенсивности усиленного УКИ излучения в дальней зоне.

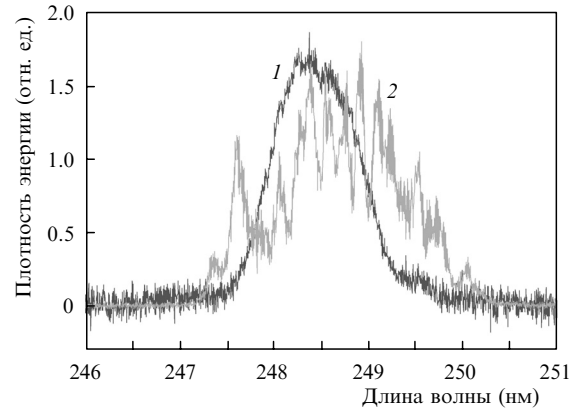


Рис.6. Спектральное распределение плотности энергии УКИ без усиления (1) и после усиления (2).

чения с $\lambda = 248$ нм в воздухе, где $n_0 \approx 1$ и $n_2 \approx 10^{-18}$ см³/Вт – соответственно линейный и нелинейный показатели преломления воздуха [23].

Для измеренных в экспериментах интенсивностей УСИ и расходимости лазерного пучка $\Theta_{1/2} = 20$ мкрад с учетом соотношения телесных углов можно оценить контраст УКИ по отношению к УСИ при фокусировке на мишени: $\sim 10^6$ для плотностей энергии и $\sim 10^{11}$ для интенсивностей. В последнем случае принималась во внимание длительность УСИ, которая составляла ~ 40 нс по полувысоте.

Спектральное распределение УКИ излучения измерялось с разрешением 0.01 нм с помощью спектрографа ДФС-457 с ПЗС-линейкой. Для рандомизации неоднородностей лазерного пучка на входной щели устанавливался призмный растр. В отсутствие УКИ на входе в систему регистрировался спектр УСИ, который имел максимум около $\lambda = 248.5$ нм и полуширину $\Delta\lambda_{1/2} \sim 0.25$ нм – значительно меньшую, чем ширина линии перехода $B \rightarrow X$, из-за большого усиления в тракте. Вследствие нелинейного взаимодействия с окнами усилителей и пространственного фильтра спектральная ширина УКИ, прошедшего оптический тракт без усиления, увеличивалась до ~ 1.2 нм по сравнению с исходным значением $\Delta\lambda_{1/2} \sim 0.75 - 0.80$ нм на выходе стартового комплекса. После усиления спектр УКИ становился изрезанным, а его ширина возрастала до ~ 2.3 нм, что примерно равно ширине линии лазерного перехода (рис.6). В принципе, это позволяет рассчитывать на укорочение импульса до ~ 50 фс, если дисперсионное расплывание в окнах удастся скомпенсировать отрицательным частотным чирпом, предварительно внесенным в исходный импульс с помощью призмного стретчера [2]. Тогда пиковая мощность УКИ после усиления возрастет до 30 ТВт, что при улучшении качества пучка (замене окон из CaF_2 на монокристаллы) позволит получить интенсивности на мишени до 10^{20} Вт/см².

4. Заключение

Таким образом, на лазерной Ti:сапфир–KгF-установке ГАРПУН-МТВ в двухпроходной схеме с двумя широкоапертурными KгF-усилителями с электронно-пучковой накачкой исследовано усиление одиночных субпикосекундных импульсов. На выходе системы получены импульсы УФ излучения ($\lambda = 248$ нм) тераваттной мощности с энергией 0.62 Дж, длительностью менее 1 пс

и расходимостью 20 мкрад. Контраст коротких импульсов ограничивался усиленным спонтанным излучением и составил $\sim 10^6$ для плотностей энергии и $\sim 10^{11}$ для интенсивностей. Оптимизация усилителей позволит увеличить выходную энергию до 1.5–2.0 Дж и улучшить качество лазерного пучка. Измеренная ширина спектра усиленного импульса позволяет рассчитывать на укорочение его длительности до ~ 50 фс и увеличение пиковой мощности до ~ 30 ТВт при внесении отрицательного chirp частоты в исходный импульс. Интенсивность излучения на мишени в сфокусированном пучке для таких импульсов может достигать $\sim 10^{20}$ Вт/см². В заключение еще раз подчеркнем, что одиночный УКИ извлекает из активной среды лишь малую часть энергии (~ 0.02), запасаемой за время накачки KtF-усилителей (определяется отношением τ_c/τ_p). Остальная энергия обычно высвечивается в широкий телесный угол в виде УСИ, ухудшающего контраст короткого импульса. Вместо этого, она может быть использована для усиления пуга УКИ либо наносекундных импульсов. При усилении пуга УКИ влияние УСИ будет существенно снижаться, если интервал следования импульсов окажется равным времени восстановления инверсии населенностей в активной среде ($\Delta t \approx \tau_c \approx 2$ нс) или, по крайней мере, будет меньше времени установления квазистационарного распределения интенсивности УСИ, равного ~ 10 нс.

Авторы выражают благодарность Г.А.Месяцу, О.Н. Крохину, А.Н.Стародубу и А.А.Ионину за оснащение лазерной установки ГАРПУН титан-сапфировым стартовым комплексом и за поддержку данной работы, Л.В. Селезневу и Д.В.Синицыну за подготовку стартового комплекса и помощь в экспериментах по усилению субпикосекундных импульсов, М.Я.Щелеву и Н.С.Воробьеву за предоставление электронно-оптической камеры и помощь в проведении измерений.

Работа выполнялась при поддержке Программ фундаментальных исследований Президиума РАН «Проблемы физической электроники пучков заряженных частиц, генерации электромагнитного излучения в системах

большой мощности» и «Экстремальные световые поля и их приложения», а также РФФИ (гранты № 08-02-01331, 09-02-12018 офи-м и 09-07-13593-офи-ц).

1. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
2. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. *Laser and Particle Beams*, **25**, 435 (2007).
3. Foldes I.B., Szatmari S. *Laser and Particle Beams*, **26**, 575 (2008).
4. Молчанов А.Г. *Труды ФИАН*, **171**, 54 (1986).
5. Tilleman M.M., Jacob J.H. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 121 (1987).
6. Rosocha L.A., Bowling P.S., Burrows M.D., et al. *Laser and Particle Beams*, **4**, 55 (1986).
7. Divall E.J., Edwards C.B., Hirst G.J., et al. *J. Mod. Opt.* **43**, 1025 (1996).
8. Shaw M.J., Ross I.N., Hooker C.J., et al. *Fusion Engineering and Design*, **44**, 209 (1999).
9. Owadano Y., Okuda I., Matsushima E., in *Inertial Fusion Sciences and Applications 2001* (Amsterdam: Elsevier, 2001, p. 465).
10. Obenschain S.P., Colombant D.G., Schmitt A.J., et al. *Phys. Plasmas*, **13**, 056320 (2006).
11. Lowenthal D.D., Ewing J.J., Center R.E., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**, 1861 (1981).
12. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9–10, 20 (1997).
13. Lehmberg R.H., Giuliani J.L., Schmitt A.J. *J. Appl. Phys.*, **106**, 023103 (2009).
14. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *J. Russian Laser Research*, **13**, 396 (1992).
15. Щербаков В.А. *Физика плазмы*, **9**, 409 (1983).
16. Obenschain S.P., Sethian J.D., Schmitt A.J. *Fusion Sci. Tech.*, **56**, 594 (2009).
17. Zhao X.M., Wang Y.C., Diels J.-C., Elizondo J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 599 (1995).
18. Zvorykin V.D., Ionin A.A., Kudryashov S.I., et al. *Proc. 51st Workshop of the INFN ELOISOTRON* (Erice, Italy: World Scientific, 2008, p. 813).
19. Chateaufneuf M., Payeur S., Dubois J., Kieffer J.-C. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 091104 (2008).
20. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., Сметанин И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **91**, 244 (2010).
21. Tomie T., Okuda I., Yano M. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 325 (1989).
22. Simon P., Gerhardt H. *Opt. Lett.*, **14**, 1207 (1989).
23. Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J. *New J. Phys.*, **4**, 61.1 (2002).