

Система оптоволоконного сглаживания лазерного излучения на установке «Луч»

Д.В.Сизмин, В.Н.Пугачёва, К.В.Стародубцев, Л.А.Душина, О.И.Горчаков, В.Н.Деркач, И.Н.Воронич

На лазерной установке «Луч» создана система формирования опорного излучения с пространственно-временным сглаживанием, основанная на использовании многомодового оптического волокна. Система состоит из широкополосного задающего генератора, оптоволоконной линии сглаживания, предусилителей и подсистем формирования временного и пространственного профиля излучения. Экспериментально исследованы процессы генерации частично когерентного излучения, его усиления и преобразования во вторую гармонику. На выходе усилительного тракта получена энергия импульса первой гармоники до 1200 Дж при длительности импульса 4 нс; технический коэффициент преобразования излучения во вторую гармонику составил до 44%, расходимость пучка равна 0.2–0.25 мрад. При использовании сглаженного излучения практически полностью устранена спеклованная структура в дальней зоне: интегральная по времени импульса мелкомасштабная неоднородность облучения мишени уменьшена на 1–2 порядка по сравнению с несглаженным излучением.

Ключевые слова: сглаживание лазерного излучения, однородность облучения мишеней, многомодовое оптическое волокно, модовая дисперсия, частично когерентное излучение, спеклы.

1. Введение

Обеспечение равномерности облучения мишени является одной из ключевых проблем физики взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом [1], в частности в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу. Мелкомасштабная неоднородность облучения (спеклы) может привести к возникновению параметрических неустойчивостей в плазме мишени и генерации горячих электронов, она также затрудняет интерпретацию экспериментальных данных.

Общий принцип пространственно-временного сглаживания мелкомасштабной неоднородности лазерного излучения состоит в том, чтобы создать спеклованное распределение интенсивности, быстро меняющееся во времени. Если время изменения распределения, равное по порядку величины времени когерентности τ_c , много меньше гидродинамического времени отклика плазмы мишени τ_p , то происходит эффективное усреднение быстропеременной спеклованной картины. Мерой однородности облучения мишени может быть контраст распределения плотности энергии – отношение среднеквадратичного отклонения (СКО) к её среднему значению. При усреднении $N = \tau_p/\tau_c$ независимых случайных распределений интенсивности контраст уменьшается в \sqrt{N} раз.

В современных лазерных установках на неодимовом стекле мегаджоульного уровня энергии используются, как правило, системы сглаживания посредством спектральной дисперсии (SSD) [2]. Преимущества этого метода со-

стоят в отсутствии (в идеальном случае) амплитудной модуляции пучка в усилительном тракте и возможности обеспечения высокой эффективности преобразования излучения в третью гармонику. Недостатками же являются необходимость использования сверхвысокочастотных фазовых модуляторов, принятия специальных мер против преобразования фазовой модуляции в амплитудную в оптическом тракте, а также относительно невысокая степень сглаживания в одномерном варианте.

Альтернативный метод сглаживания основан на декогерентизации излучения в многомодовом оптическом световоде [3]. Принцип сглаживания заключается в следующем. Пусть в оптоволокно вводится лазерный импульс с шириной спектра $\Delta\nu$, обусловленной флуктуациями фазы с временем когерентности $\tau_c = 1/\Delta\nu$. При распространении излучения в оптоволокне устанавливается некоторое равновесное распределение мод. Число мод одной поляризации излучения на длине волны λ в волокне со ступенчатым профилем показателя преломления, с диаметром сердцевины d и числовой апертурой NA можно оценить по формуле

$$N_m = \left[\frac{\pi d NA}{2\lambda} \right]^2. \quad (1)$$

Фазовые скорости мод приблизительно равномерно распределены в интервале $cn_2 - cn_1$, где c – скорость света в вакууме; $n_{1,2}$ – показатели преломления сердцевины и оболочки. Следовательно, максимальное время задержки между самой «медленной» и самой «быстрой» модами в оптоволокне длиной L

$$\Delta t \approx \frac{L}{2cn_1} NA^2. \quad (2)$$

Моды, складываясь на выходе волокна со случайными фазами, дают спеклованное распределение интенсив-

Д.В.Сизмин, В.Н.Пугачёва, К.В.Стародубцев, Л.А.Душина, О.И.Горчаков, В.Н.Деркач, И.Н.Воронич. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607188 Са-
ров, просп. Мира, 37; e-mail: oefimova@otd13.vniief.ru

ности с характерным размером спекла λ/NA . Если среднее время задержки между модами, равное $\Delta t/N_m$, меньше τ_c , то разности фаз между модами на выходе волновода будут случайным образом изменяться с характерным временем τ_c , т. е. возникнет быстропеременная спеклованная картина. Таким образом, многомодовое оптоволокно достаточной длины преобразует временную некогерентность излучения в пространственно-временную.

Преимуществами оптоволоконного сглаживания являются относительная простота реализации и высокая степень сглаживания в широком диапазоне пространственных частот [4], а недостатками – 100%-ная модуляция пучка в усилительном тракте в каждый момент времени, а также низкая эффективность преобразования в третью гармонику, вследствие чего данный метод не используется в установках ЛТС, работающих в предельных режимах по лучевой прочности. На лазерной установке «Луч» [5] большая часть экспериментов проводится при умеренной плотности энергии (в среднем 3–5 Дж/см² в первой гармонике на выходе канала), что обеспечивает возможность работы при мощностях излучения, не приводящих к разрушению элементов оптического тракта. При этом излучение преобразуется во вторую гармонику, что при использовании кристалла КДР снижает требования к расходимости и ширине спектра, необходимые при генерации третьей гармоники; поэтому на данной установке возможно применение оптоволоконного сглаживания.

2. Система формирования опорного излучения с оптоволоконным сглаживанием

Система формирования опорного излучения (СФОИ) состоит из широкополосного задающего генератора (ЗГ), оптоволоконна, предусилителей и подсистем формирования временного и пространственного профиля (рис.1).

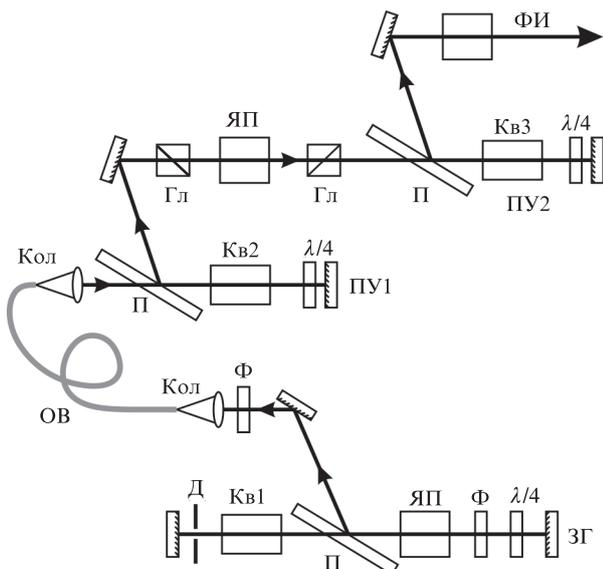


Рис.1. Схема СФОИ с оптоволоконным сглаживанием: ЗГ – задающий генератор; ОВ – оптоволокно; ПУ1 и ПУ2 – предусилители; Кв1–3 – квантроны; ЯП – ячейка Поккельса; Гл – призма Глана–Тейлора; $\lambda/4$ – четвертьволновая фазовая пластинка; Ф – ослабляющий фильтр; Кол – оптоволоконный коллиматор; П – поляризатор; ФИ – фарадеевский изолятор.

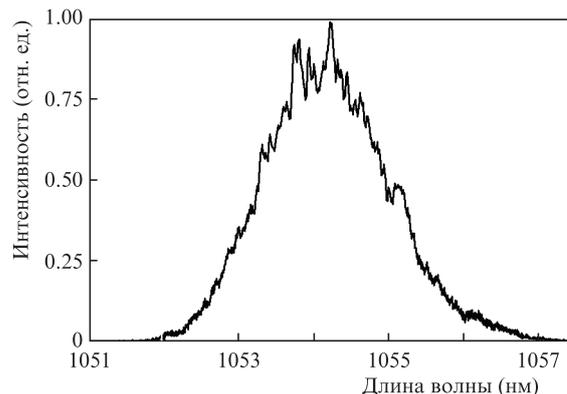


Рис.2. Спектр излучения задающего генератора.

Задающий генератор с электрооптической модуляцией добротности, выполненный с усилителем на фосфатном неодимовом стекле и ламповой накачкой, имеет плоский резонатор с глухими зеркалами и поляризационный вывод излучения.

Параметры ЗГ: энергия импульса 30 мДж, длительность 17 нс, длина волны излучения 1054 нм, ширина спектра 2 нм, что соответствует времени когерентности 1.8 пс. Спектр излучения ЗГ, зарегистрированный спектрометром высокого разрешения Solar LS SHR ($\lambda/\Delta\lambda = 30000$) показан на рис.2.

Ослабленное до безопасного уровня излучение ЗГ вводится с помощью оптоволоконного коллиматора в световод со ступенчатым профилем показателя преломления длиной 100 м, с диаметром сердцевины 105 мкм и числовой апертурой 0.22. В соответствии с формулами (1) и (2) модовая задержка равна 5.5 нс; при числе мод более 1000 её должно хватить для эффективного сглаживания: $\Delta t/N_m \approx 4 \text{ пс} > \tau_c$.

При прохождении волокна длительность лазерного импульса из-за модовой дисперсии должна увеличиться на время порядка Δt . Однако, как показано на рис.3,а, выходной импульс короче входного на 3–5 нс. При повышении входной энергии импульса на выходном импульсе появляются сильные колебания мощности (рис.3,б и в), которые могут быть связаны с эффектами нелинейного самовоздействия излучения в оптоволоконне. Однако характерная мощность импульса (~100 кВт) на порядок меньше критической мощности самофокусировки в кварцевом волокне (~1 МВт). Возможно, импульс ЗГ имеет 100%-ную случайную модуляцию мощности с характерным временем, равным времени когерентности. Эти колебания мощности полностью не разрешаются системой регистрации формы импульса, но их наличие может приводить к тому, что мгновенная мощность излучения достигнет критической. Данный эффект ограничивает максимальную вводимую в оптоволокно энергию импульса на уровне много меньше порога оптического пробоя.

Система предусиления состоит из двух двухпроходных усилителей с затвором Поккельса между ними, который вырезает импульс длительностью 5 нс, а также обеспечивает развязку между ступенями предусиления. Квантроны предусилителей такие же, как и в задающем генераторе: имеют две лампы накачки и стержень из неодимового стекла $\varnothing 6 \times 130$ мм.

Далее излучение подаётся на вход главного усилительного тракта через зубчатую диафрагму [6] и пространственный фильтр (на рис.1 не показаны), которые

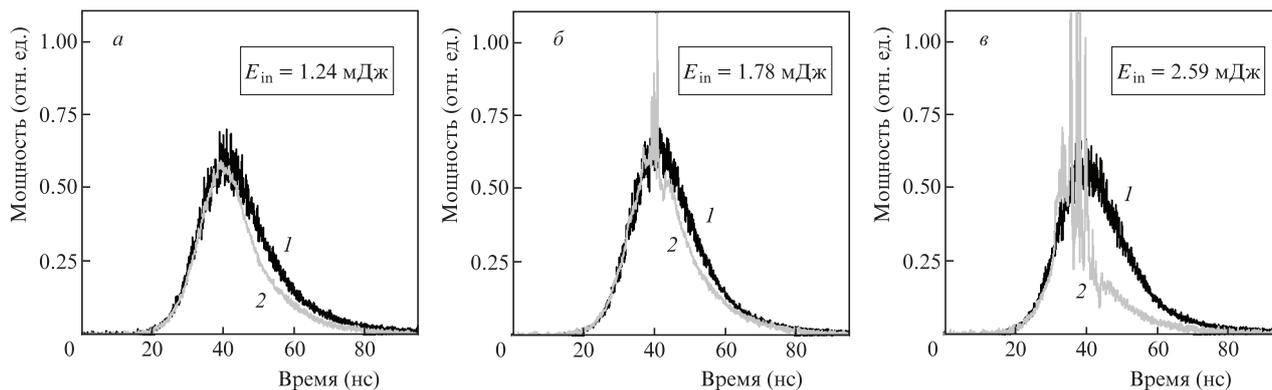


Рис.3. Форма импульса задающего генератора до (1) и после (2) оптоволоконна, зарегистрированная с помощью фотодиодов и осциллографа с полосой пропускания 5 ГГц, при различной входной энергии E_{in} .

являются частью штатной СФОИ [7] установки «Луч» и формируют квадратный аподизированный пучок. Энергия импульса на входе в тракт может варьироваться напряжением блока накачки преусилителей до 40 мДж.

3. Результаты экспериментов

Четырёхпроходный усилительный тракт каждого канала установки «Луч» состоит из двух усилителей, содержащих по девять дисковых активных элементов из фосфатного неодимового стекла. Активные элементы, установленные под углом Брюстера, имеют толщину 4 см и накачиваются импульсными ксеноновыми лампами. Между усилителями расположены пространственные фильтры.

Проведена серия опытов по усилению сглаженного излучения и преобразованию его во вторую гармонику. На выходе канала энергия импульса первой гармоники составила от 800 до 1200 Дж при размере пучка 18×18 см. Как видно из рис.4, коэффициент усиления сглаженного излучения практически не отличается от такового для несглаженного излучения.

Распределение плотности энергии пучка первой гармоники в дальней зоне (рис.5,б) имеет колоколообразную форму и характеризуется отсутствием спеклов, наблюдаемых в распределении несглаженного излучения (рис.5,а). Расходимость по уровню 80% сглаженного пучка составила $(2-2.5) \times 10^{-4}$ против расходимости несглаженного пучка θ_0 , составляющей примерно 1.4×10^{-4} . Такая разница обусловлена многомодовостью излучения: на выходе из оптоволоконна расходимость $\theta = 1.8NA = 0.4$; после

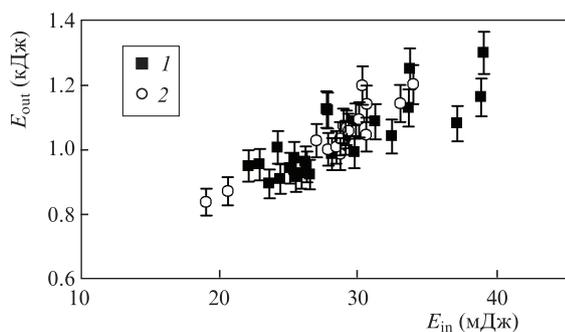


Рис.4. Зависимости энергии импульса на выходе усилительного тракта E_{out} от входной энергии E_{in} для когерентного излучения штатной СФОИ (1) и для сглаженного излучения (2).

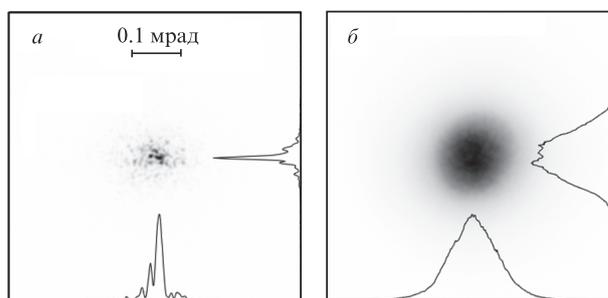


Рис.5. Интегральное по времени распределение плотности энергии пучка первой гармоники в дальней зоне для излучения штатной СФОИ (а) и для сглаженного излучения (б).

увеличения сечения пучка в $M = 2160$ раз и сложения ко статистически независимыми aberrациями усилительного тракта, дающими расходимость θ_0 , расходимость сглаженного пучка

$$\theta_s = \sqrt{(\theta/M)^2 + \theta_0^2} = 2.3 \times 10^{-4}, \quad (3)$$

что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Полученный в экспериментах технический коэффициент преобразования η_{tech} (отношение энергии импульса второй гармоники на выходе из нелинейного кристалла к энергии импульса первой гармоники, падающего на кристалл) сглаженного излучения во вторую гармонику составил от 36% до 44% при средней интенсивности излучения

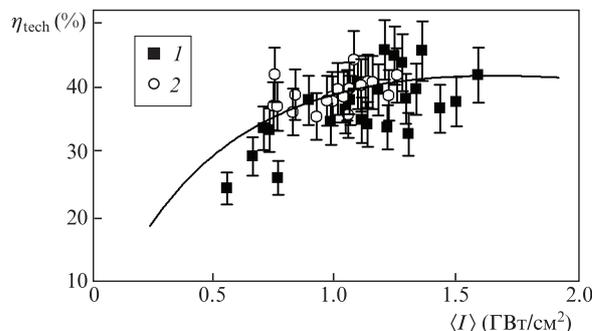


Рис.6. Зависимости коэффициента преобразования η_{tech} во вторую гармонику от средней интенсивности пучка для несглаженного (1) и сглаженного (2) излучения на основной гармонике. Сплошная кривая – расчёт для монохроматического несглаженного пучка.

ния основной частоты $0.7\text{--}1.2\text{ ГВт/см}^2$ (рис.6). Удвоение частоты проводилось при синхронизме типа I в кристалле KDP длиной 18 мм с непросветлёнными гранями. Коэффициент преобразования во вторую гармонику сглаженного излучения примерно такой же, как у несглаженного излучения, несмотря на то что расходимость и ширина спектра последнего существенно меньше.

Излучение, преобразованное во вторую гармонику, проходило через линзовый растр [8], формирующий при фокусировке объективом с $F = 1$ м пятно на мишени размером 600×300 мкм. На рис.7 слева показаны интегральные по времени распределения излучения на мишени, зарегистрированные в эквивалентной плоскости. Мелкомасштабная неоднородность пятна (спеклы) практически полностью устранена при использовании сглаженного излучения. На рис.7 справа также приведены развёртки вертикального сечения распределения интенсивности по времени, полученные с помощью фотохронографа [9]. Как видно из фотохронограмм, при использовании узкополосного излучения штатной СФОИ спеклы не меняют своего положения в течение импульса, тогда как в сглаженном излучении наблюдается быстрое изменение спеклованной картины. Характерное время изменения должно быть порядка времени когерентности, однако экспериментально его оценить не удалось из-за недостаточно разрешения фотохронографа (~ 70 пс).

Если считать значения плотности энергии $Q(x, y)$ лазерного пучка в каждой точке на поверхности мишени случайной величиной, то можно рассчитать плотность вероятности этой величины. Форма зависимости плотности вероятности p от нормированной на среднее значение плотности энергии $Q/\langle Q \rangle$ наглядно отражает разницу между сглаженным и несглаженным излучением, а ширина на пика $p(Q/\langle Q \rangle)$ пропорциональна контрасту плотности

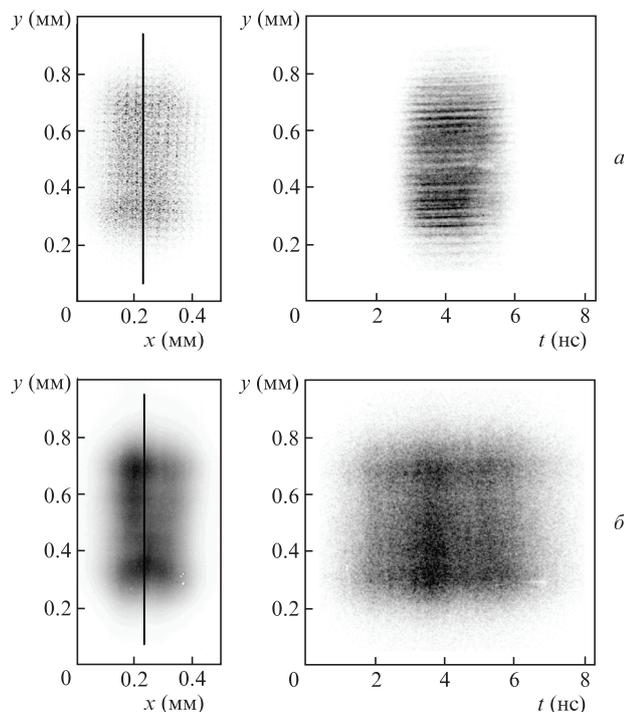


Рис.7. Распределения плотности энергии на мишени (слева) и развёртки их вертикального сечения по времени (справа) для несглаженного (а) и сглаженного импульса (б). Длительность импульса второй гармоники несглаженного излучения 2–2.5 нс, а сглаженного – примерно 4 нс.

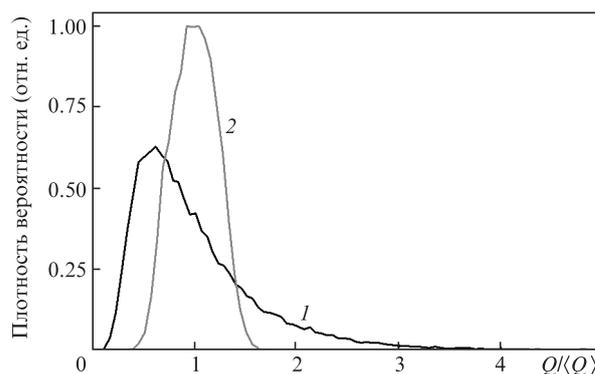


Рис.8. Плотности вероятности распределения плотности энергии на мишени для несглаженного (1) и сглаженного (2) излучений.

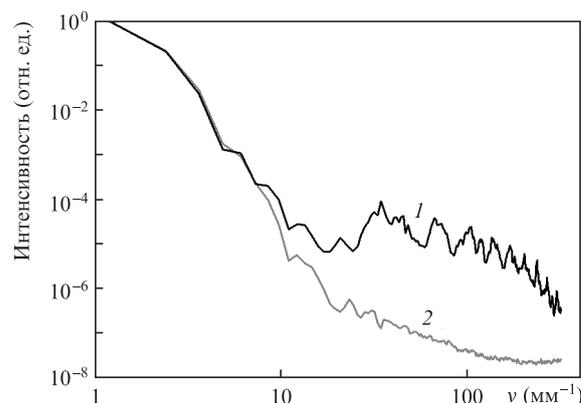


Рис.9. Пространственные спектры распределения плотности энергии на мишени для несглаженного (1) и сглаженного (2) излучений.

энергии. На рис.8 дано сравнение статистических распределений экспериментально зарегистрированной плотности энергии пучка на мишени, измеренных в центральной части пятна размером 200×400 мкм. Контраст несглаженного излучения составляет 58%, а сглаженного – 17%. Остаточный контраст сглаженного пятна связан с крупномасштабной неоднородностью, которая определяется свойствами пучка в ближней зоне и особенностями линзового растра. Распределение интенсивности несглаженного излучения имеет статистику, близкую к пуассоновской, а сглаженного – к гауссовой.

Сравнение пространственных спектров распределения плотности энергии на мишени (рис.9) показывает, что величина мелкомасштабной неоднородности (с характерным размером 100 мкм и ниже) для сглаженного излучения на 1–2 порядка меньше, чем для несглаженного.

4. Заключение

Оптоволоконное сглаживание лазерного излучения – относительно простой и высокоэффективный способ сглаживания, который может применяться на лазерных установках килоджоульного уровня энергии с наносекундными длительностями импульса, работающих с преобразованием излучения во вторую гармонику. Уровнем временной и пространственной когерентности излучения можно управлять, используя задающие генераторы с различной шириной спектра излучения, а также варьируя диаметр и длину оптоволоконка.

Предыдущие попытки применения оптоволоконного сглаживания на установках Phebus и Gekko XII не дали

ожидаемых результатов из-за ряда проблем. Так, в работе [10] обнаружено насыщение усиления сглаженного излучения, не позволившее получить энергию импульса на выходе больше 5.2 кДж (плотность энергии 3.3 Дж/см²). Эффективность удвоения частоты в этих опытах была до 27%, против 41% для несглаженного излучения, при средней интенсивности основной гармоники 1.2 ГВт/см². В экспериментах [11] выходная энергия сглаженного излучения достигала 700 Дж (2.2 Дж/см²), что на 42% меньше, чем для несглаженного.

В настоящей работе продемонстрировано, что как коэффициент усиления при средней плотности энергии на выходе канала до 3.7 Дж/см², так и коэффициент преобразования во вторую гармонику, достигающий 44% при средней интенсивности падающего на кристалл излучения 1.2 ГВт/см², полученные для сглаженного излучения, практически не отличаются от таковых для несглаженного излучения.

Представленные результаты показывают возможность эффективного применения оптоволоконного сглаживания в экспериментах по исследованию взаимодействия лазерного излучения с веществом на установке «Луч». Однако предстоит ещё выяснить причины аномального сокращения длительности лазерного импульса при его прохождении через многомодовое оптоволокно,

исследовать возникающие при этом нелинейные явления, ограничивающие передаваемую энергию, а также экспериментально зарегистрировать – с высоким временным разрешением – скорость изменения спеклованной картины на мишени.

1. Гаранин С.Г., Деркач В.Н., Шнягин Р.А. *Квантовая электроника*, **34**, 427 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 427 (2004)].
2. Skupsky S., Short R.W., Kessler T., et al. *J. Appl. Phys.*, **66**, 3456 (1989).
3. Veron D., Ayral H., Gouedard C., et al. *Opt. Commun.*, **65**, 42 (1988).
4. Garnier J., Videau L., Gouedard C., Migus A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **14**, 1928 (1997).
5. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Илькаев Р.И. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 299 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 299 (2005)].
6. Бельков С.А., Воронич И.Н., Гаранин С.Г. и др. *Оптический журн.*, **82**, 3 (2015).
7. Rukavishnikov N.N., Savkin A.V., Sharov O.A., et al. *Proc. 27th ECLIM 2002* (Moscow, Russia, 2002, p. 63).
8. Garaniin S.G., Kravchenko A.G., Sukharev S.A., et al. *Proc. 29th ECLIM 2007* (Madrid, Spain, 2007, p. 709).
9. Корниенко Д.С., Кравченко А.Г., Литвин Д.Н. и др. *ПТЭ*, **2**, 79 (2014).
10. Veron D., Thiell D., Gouedard C. *Opt. Commun.*, **97**, 259 (1993).
11. Videau L., Boscheron A.C.L., Garnier J., et al. *Proc. SPIE*, **3047**, 757 (1997).