

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пассивный метод сглаживания лазерного излучения с помощью спектральной дисперсии

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

Предложен новый вариант метода пространственно-временного сглаживания лазерного излучения с помощью спектральной дисперсии, не требующий использования высокочастотных фазовых модуляторов, – метод с применением широкополосного задающего генератора. Проведено экспериментальное исследование данного метода на установке «Луч».

Ключевые слова: сглаживание лазерного излучения, спектральная дисперсия, однородность облучения мишеней, частично когерентное излучение, спеклы.

1. Введение

Высокая равномерность облучения мишеней является необходимым условием зажигания горючего в лазерном термоядерном синтезе. Крупномасштабная неоднородность облучения служит причиной возникновения и развития гидродинамических неустойчивостей, не позволяющих достичь высокой степени сжатия термоядерного горючего; наличие мелкомасштабных неоднородностей (спеклов) приводит к развитию параметрических неустойчивостей, генерации горячих электронов и преждевременному нагреву топлива. Поэтому в случае прямого облучения мишени неоднородность облучения не должна превышать 1%–2% [1].

На мощных лазерных установках на неодимовом стекле, предназначенных для исследований в области лазерного термоядерного синтеза, таких как NIF, Omega, LMJ, сглаживание спеклованной структуры излучения на мишени проводится методом спектральной дисперсии (smoothing by spectral dispersion, SSD). Сущность метода заключается в том, что излучение задающего генератора проходит через фазовый модулятор и спектрально-дисперсионный элемент (дифракционную решётку) [2]. В спектрально-угловом представлении фазовый модулятор уширяет спектр импульса, а дифракционная решётка разводит спектральные компоненты излучения под разными углами. В результате интенсивность излучения в плоскости мишени (в дальней зоне) представляет собой суперпозицию множества спеклованных распределений, смещённых в поперечном направлении, что приводит к уменьшению контраста суммарного распределения. В пространственно-временном представлении излучение после фазового модулятора приобретает колебания фазы $\varphi(t)$, а решётка создаёт наклон по апертуре фронта пучка

с задержкой τ_d в поперечном направлении, возникающей из-за разницы углов падения и отражения при дифракции в ненулевой порядок. Фаза становится нестационарной как по времени, так и по координате: $\varphi(t, y)$, следствием чего является изменение спеклованного распределения пучка на мишени во времени. Сглаживание происходит при усреднении большого числа независимых случайных распределений интенсивности за время гидродинамического отклика плазмы. Для того чтобы исключить распыление фронтов импульса из-за пространственно-временного наклона, в схему SSD можно ввести дополнительную дифракционную решётку перед фазовым модулятором, вносящую задержку обратного знака (рис.1,а).

Сигнал $E(t)$ с несущей частотой ω_0 , синусоидальной фазовой модуляцией с частотой ω_M и глубиной δ ,

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t + i\delta \omega_M t), \quad (1)$$

имеет спектр, состоящий из эквидистантных линий с промежутком ω_M :

$$E(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\delta) \exp(in\omega_M t); \quad (2)$$

причём существенную интенсивность имеют только спектральные компоненты в пределах интервала $\pm(\delta + 1)\omega_M$, что даёт оценку ширины спектра $\Delta\omega \approx 2(\delta + 1)\omega_M$. После

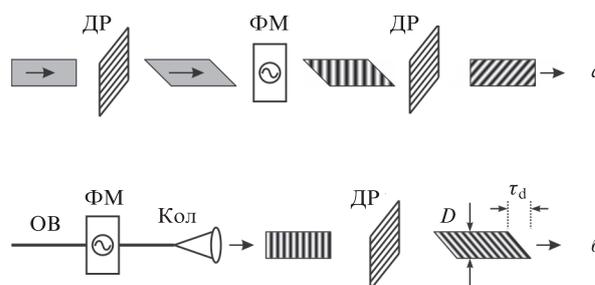


Рис.1. Схема одномерного SSD с предкомпенсацией временного наклона (а) и с оптоволоконным фазовым модулятором и одной дифракционной решёткой (б):

ДР – дифракционная решётка; ФМ – фазовый модулятор; ОВ – оптоволоконно; Кол – оптоволоконный коллиматор.

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 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: oefimova@otd13.vniief.ru

решётки с угловой дисперсией $\partial\theta/\partial\lambda$ возникает фазовая модуляция в направлении поперечной координаты y :

$$E(t, y) = E_0 \exp[i\omega_0 t + i\delta \sin(\omega_M t + \alpha y)], \quad (3)$$

где α – пространственная частота поперечных колебаний фазы, определяемая как

$$\alpha = 2\pi \frac{\omega_M}{\omega_0} \frac{\partial\theta}{\partial\lambda}. \quad (4)$$

Поперечная временная задержка

$$\tau_d = \frac{\lambda D}{c} \frac{\partial\theta}{\partial\lambda}. \quad (5)$$

Увеличить эффективность сглаживания можно, используя дисперсию по двум координатам. Для этого в схему на рис.1,а следует добавить ещё пару дифракционных решёток, ориентированных перпендикулярно первой паре, и второй фазовый модулятор между ними.

Схема SSD с предкомпенсацией пространственно-временного наклона, и тем более схема с двумерной дисперсией, требует применения специальных высокочастотных фазовых модуляторов с апертурой несколько миллиметров. В современных установках начальная часть системы формирования опорного излучения основана на волоконной элементной базе, поэтому для SSD можно использовать серийно выпускаемые интегрально-оптические фазовые модуляторы с частотой модуляции в десятки ГГц. На рис.1,б показана принципиальная схема системы SSD, применённая на установках Omega-EP и NIF в экспериментах с прямым облучением мишеней. В такой конфигурации, однако, сглаживание происходит только в одном направлении, и остаётся нескомпенсированным завал фронтов импульса на время τ_d .

Периодический характер одночастотной модуляции приводит к наличию асимптотического уровня контраста излучения на мишени и, следовательно, к относительно небольшому сглаживанию, поскольку через время $T = 2\pi/\omega_M$ фаза пучка воспроизводит свою форму, а из-за дискретности спектра неоднородность облучения для части пространственных частот не сглаживается вовсе. Устранить эти недостатки можно, если применить многочастотную фазовую модуляцию на специально подобранных некратных частотах. Так, на установке Omega-EP модуляция осуществляется на трёх частотах: 21.2, 22.8 и 31.9 ГГц с амплитудами 0.45, 1.04 и 2.07 соответственно, что приводит к ширине спектра третьей гармоники ~ 0.5 ТГц при апертурной задержке $\tau_d = 245$ пс [3].

При использовании метода SSD, в отличие от других способов сглаживания, лазерное излучение в усиленном тракте не промодулировано по интенсивности (хотя и в этом случае необходимо принимать специальные меры, чтобы не допустить перехода фазовой модуляции в амплитудную); это важно для мощных установок, работающих в предельных режимах по лучевой прочности. Другим преимуществом метода является возможность эффективного преобразования широкополосного излучения в третью гармонику; для этого величина и направление спектральной дисперсией согласуются с дисперсией угла синхронизма в кристалле-преобразователе.

Нами предложен пассивный вариант метода сглаживания с помощью спектральной дисперсии, в котором из-

лучение задающего генератора (ЗГ) изначально имеет широкий спектр, что позволяет обойтись без использования СВЧ фазовых модуляторов. Преимуществом данного метода является простота реализации, большая ширина спектра, отсутствие асимптотического уровня контраста на мишени. Межмодовое расстояние спектра выходного излучения на 3–4 порядка меньше ширины спектра ЗГ, поэтому его спектр можно считать квазинепрерывным, т.е. сглаживание неоднородности лазерного излучения на мишени будет происходить в широком диапазоне пространственных частот.

2. Схема и условия экспериментов

Схема системы формирования опорного излучения приведена на рис.2. Задающий генератор на фосфатном неодимовом стекле с ламповой накачкой, плоским резонатором и электрооптической модуляцией добротности имеет ширину спектра 2 нм по уровню 0.5 и 5.4 нм по уровню 0.01 (0.54 и 1.46 ТГц соответственно) при центральной длине волны 1054.2 нм, длительность импульса составляет 17 нс. Спектр ЗГ, зарегистрированный спектрометром высокого разрешения Solar LS SHR ($\lambda/\Delta\lambda = 30000$), показан на рис.3. Излучение ЗГ через однопроходный предусилитель ПУ1 попадает в затвор Поккельса, вырезающий импульс длительностью 5 нс и следующий импульс длительностью 5 нс и следующий импульс усиливается во втором (двухпроходном) предусилителе ПУ2 и отражается от дифракционной решётки (1200 штр./мм), расположенной под углом, близким к

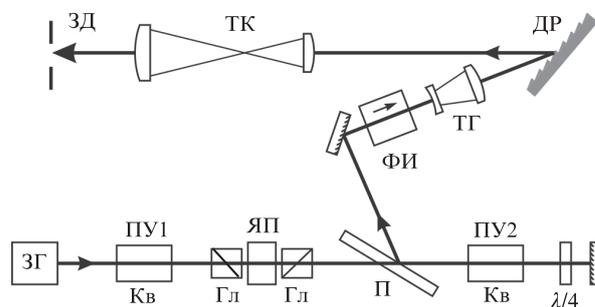


Рис.2. Схема системы формирования опорного излучения с пассивным спектральным сглаживанием:

ЗГ – задающий генератор; ПУ1 и ПУ2 – предусилители; Кв – квантрон; Гл – призма Глана – Тейлора; ЯП – ячейка Поккельса; П – поляризатор; $\lambda/4$ – четвертьволновая фазовая пластинка; ФИ – фарадеевский изолятор; ТГ – телескоп Галилея; ДР – дифракционная решётка; ТК – телескоп Кеплера; ЗД – зубчатая диафрагма.

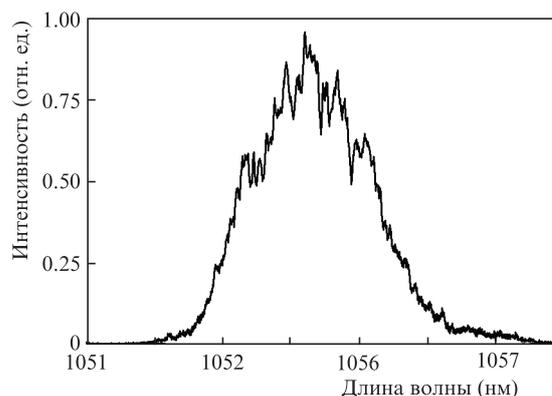


Рис.3. Спектр излучения задающего генератора.

углу Литтрова 39°. Дифракционная эффективность решётки в -1-м порядке составляет ~70%.

После дифракционной решётки пучок излучения, увеличенный с помощью ТК, попадает в систему формирования квадратного аподизированного профиля пучка, состоящую из зубчатой диафрагмы и пространственного фильтра, а затем на вход главного усилительного тракта установки «Луч» [4].

Размер пучка, падающего на решётку (1 см), подбирался таким образом, чтобы угловой размер излучения в канале (после увеличения в $M = 36$ раз)

$$\Delta\theta = \frac{1}{M} \frac{\partial\theta}{\partial\lambda} \Delta\lambda \tag{6}$$

был меньше минимального размера диафрагм пространственных фильтров тракта, равного 300 мкрад.

При $\partial\theta/\partial\lambda = 1.55 \times 10^{-3}$ рад/нм и $\Delta\lambda = 5.4$ нм имеем $\Delta\theta = 225$ мкрад. В этом случае временной сдвиг $\tau_d = 53$ пс, что пренебрежимо мало с точки зрения уширения импульса, но в 30 раз превышает время когерентности.

Дисперсия излучения осуществлялась в направлении поляризации, т.е. ортогонально к плоскости синхронизма кристалла KDP – преобразователя во вторую гармонику, который расположен на выходе усилительного тракта и работает при фазовом синхронизме типа I. Это обстоятельство, а также большая спектральная ширина синхронизма генерации второй гармоники в кристалле KDP ($\partial\Delta k/\partial\lambda = 0.18 \text{ см}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$) обеспечили относительно высокий коэффициент преобразования исходного излучения во вторую гармонику без принятия для этого каких-либо специальных мер.

3. Результаты экспериментов

Проведена серия опытов по усилению сглаженного излучения и его преобразованию во вторую гармонику на установке «Луч». На выходе канала получены энергия импульса первой гармоники до 756 Дж (размер пучка 18×18 см), технический коэффициент преобразования во вторую гармонику (отношение энергии импульса с частотой 2ω на выходе из нелинейного кристалла к энергии импульса с частотой ω , падающего на кристалл) до 32% при длительности импульса 4 нс. Как коэффициент усиления, так и эффективность преобразования сглаженного излучения практически не отличаются от таковых для несглаженного излучения при данных значениях интенсивности.

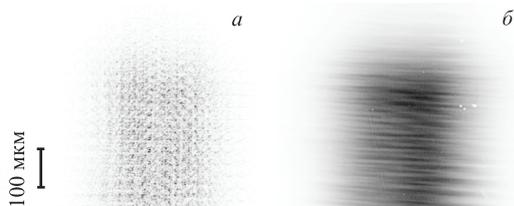


Рис.4. Распределения плотности энергии на мишени при использовании когерентного излучения штатной системы формирования опорного излучения установки «Луч» (а) и с применением пассивного SSD (б).

На рис.4 представлены интегральные по времени изображения пучка, падающего на мишень (с использованием линзового раstra и объектива с $F = 100$ см, формирующих прямоугольное пятно размером примерно 600×300 мкм), зарегистрированные в эквивалентной плоскости.

Для оценки эффективности одномерного сглаживания на различных пространственных частотах были рассчитаны пространственные спектры распределений плотности энергии $Q(x, y)$, показанных на рис.4. Для этого квадрат модуля дискретного двумерного преобразования Фурье (FFT) от функции $Q(x, y)$ усреднялся по вертикальной координате:

$$S(v_x) \propto \int S(v_x, v_y) dv_y, \text{ где } S(v_x, v_y) = |\text{FFT}\{Q(x, y)\}|^2. \tag{7}$$

Зависимости $S(v_x)$ для несглаженного и сглаженного излучений приведены на рис.5. Мелкомасштабная неоднородность (с характерным размером менее 100 мкм) в горизонтальном направлении уменьшена на 2–3 порядка для сглаженного пятна по сравнению с несглаженным.

Контраст плотности энергии (отношение среднеквадратичного отклонения к среднему значению) в центральной части пятна равен 65.2% для несглаженного излучения и 22.3% для сглаженного. В высокочастотной части спектра (при $v > 10 \text{ мм}^{-1}$) контраст составляет 61.4% и 9.52% соответственно, а средний контраст одномерного распределения вдоль горизонтальной оси – 58.2% и 2.76%.

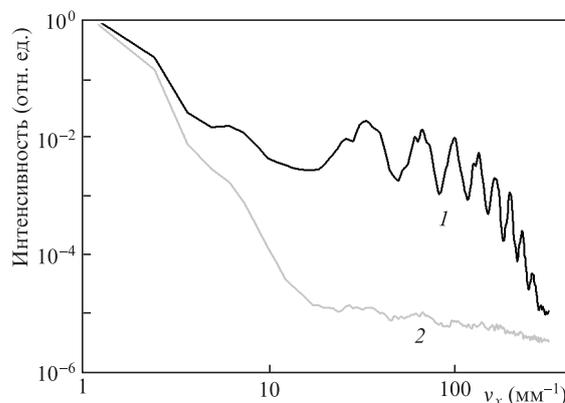


Рис.5. Одномерный пространственный спектр распределения плотности энергии на мишени вдоль горизонтальной оси для несглаженного (1) и сглаженного излучения (2).

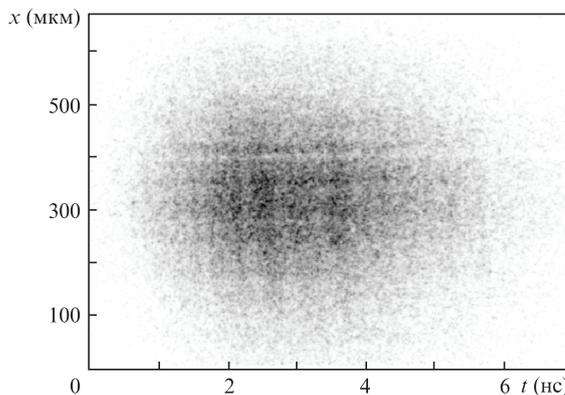


Рис.6. Фотохронограмма горизонтального сечения пятна, показанного на рис.4,б.

Вид развёртки горизонтального сечения распределения интенсивности сглаженного излучения на мишени по времени (рис.6) свидетельствует о быстром изменении положений спеклов вдоль оси x . Однако истинную скорость перестроения спеклованной картины по данной регистрации оценить нельзя, поскольку временное разрешение (~ 70 пс) используемого фотохронографа [5] недостаточно для фиксации изменений, происходящих за время когерентности лазерного излучения (~ 0.9 пс на второй гармонике).

4. Заключение

Предложен и реализован новый вариант метода одномерного пространственно-временного сглаживания лазерного излучения с помощью спектральной дисперсии – с применением широкополосного задающего генератора. Преимуществом данного метода является широкий спектр излучения, труднодостижимый при использовании фазовых модуляторов, и, как следствие, малое время когерентности (соответственно, быстрое перестроение спеклованного распределения интенсивности на мишени), а также возможность использования дифракционной решётки с меньшей дисперсией, что означает меньшее расплывание фронтов импульса из-за пространственно-временного сдвига. Важно, что спектр излучения широкополосного ЗГ имеет квазинепрерывный, а не линейчатый вид, как в случае использования фазового модулятора. Следствием этого является высокая степень сглаживания (отсутствие асимптотического уровня контраста), а также

его равномерность в мелкомасштабной части пространственного спектра пятна в дальней зоне.

Проведены эксперименты по генерации, усилению и преобразованию во вторую гармонику частично когерентного излучения с пассивным SSD-сглаживанием на лазерной установке «Луч». Коэффициенты усиления и преобразования не отличаются от таковых для когерентного излучения задающего генератора установки. Сглаживание привело к уменьшению контраста мелкомасштабной части двумерного распределения плотности энергии на мишени в 6.5 раз, а одномерного распределения (вдоль направления дисперсии) – в 20 раз.

Для использования всех преимуществ метода SSD требуется создать широкополосный задающий генератор с управляемыми спектрально-временными характеристиками, у которого ширина спектра обусловлена случайными колебаниями фазы излучения, а не амплитуды. Решение этой задачи может свести на нет простоту реализации описанного метода пассивного сглаживания по сравнению с вариантом применения СВЧ фазовых модуляторов.

1. Skupsky S., Craхton R.S. *Phys. Plasmas*, **6**, 2157 (1999).
2. Skupsky S., Short R.W., Kessler T., et al. *J. Appl. Phys.*, **66**, 3456 (1989).
3. Hohenberger M., Shvydky A., Marozas J.A., et al. *Phys. Plasmas*, **23**, 092702 (2016).
4. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Илькаев Р.И. и др. *Квантовая электроника*, **35**, 299 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 299 (2005)].
5. Корниенко Д.С., Кравченко А.Г., Литвин Д.Н. и др. *ПТЭ*, **2**, 79 (2014).