

О влиянии неоднородностей диагностического лазерного пучка на интерпретацию экспериментов по турбулентному перемешиванию

С.А.Бельков, О.А.Винокуров, С.Г.Гаранин, Г.В.Долголёва, Г.Г.Кочемасов, Е.И.Митрофанов, Н.А.Суслов

Проведен расчетный анализ результатов экспериментов по турбулентному перемешиванию при ускорении трехслойных мишеней Si/Al/Au и Si/Al/Mg на мощной лазерной установке ИСКРА-4. Показано, что момент возникновения свечения линий гелиоподобного алюминия при облучении тыльной стороны (Au или Mg) мишени диагностическим лазерным пучком может определяться не только степенью турбулентного перемешивания Al и Au (Mg), но и «горячими пятнами» в поперечной структуре диагностического пучка.

Ключевые слова: диагностический лазерный пучок, турбулентное перемешивание.

Турбулентное перемешивание, развивающееся на границе раздела слоев легкого и тяжелого веществ при их ускорении под действием лазерного или рентгеновского излучения, является ключевой проблемой для лазерного термоядерного синтеза, т. к. может оказывать существенное влияние на стабильность работы термоядерных мишеней, их энергетический КПД и т. д. Этим определяется интерес к исследованиям турбулентного перемешивания, проводимым на мощных лазерных установках [1–4].

В настоящее время известны два основных подхода к исследованиям гидродинамических неустойчивостей. Первый связан с исследованиями линейной или слабо нелинейной стадии рэлей-тейлоровской неустойчивости одномодовых возмущений [1]. В этих экспериментах регистрируется развитие во времени начальных возмущений, контролируемым образом нанесенных на поверхность плоской, цилиндрической или сферической мишени.

Второй подход направлен на исследование сильно нелинейной стадии развития гидродинамических неустойчивостей, характеризующейся взаимодействием большого числа мод возмущений, когда только и можно говорить о турбулентном перемешивании [2–4]. В этих экспериментах с помощью лазерного излучения ускоряются мишени, состоящие из слоев разноплотных веществ, на контактной границе которых реализуются условия для развития газодинамической неустойчивости. Диагностика перемешивания осуществляется по измерению временных задержек свечения спектральных линий вещества различных слоев при облучении тыльной стороны ускоряемой мишени специальным диагностическим лазерным пучком.

В настоящей работе проведен расчетный анализ экспериментов [3, 4] по исследованию турбулентного пере-

мешивания, проведенных на установке ИСКРА-4 [5], и проанализирована одна из возможных причин наблюдаемого в [3, 4] различия экспериментальных и расчетных данных.

В рассматриваемых экспериментах исследовалось турбулентное перемешивание, развивающееся на границе раздела тонких слоев Al и Au, при ускорении плоских трехслойных мишеней (Si/Al/Au), состоящих из слоя кремния с плотностью $\rho_{\text{Si}} = 2.3 \text{ г/см}^3$ и толщиной $\Delta_{\text{Si}} \approx 5 \text{ мкм}$, слоя алюминия ($\rho_{\text{Al}} = 2.7 \text{ г/см}^3$ и $\Delta_{\text{Al}} \approx 2 \text{ мкм}$) и слоя золота ($\rho_{\text{Au}} = 19.3 \text{ г/см}^3$), толщина которого Δ_{Au} варьировалась в пределах 0.05–0.4 мкм. Мишень ускорялась силовым лазерным импульсом с интенсивностью $(4-7) \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$, длительностью $\tau_{0.5} \sim (0.3-1.0) \text{ нс}$ и длиной волны $\lambda = 0.657 \text{ мкм}$, действующим на мишень со стороны Si. На границе раздела Al/Au реализуются условия для развития релей-тейлоровской неустойчивости, следствием которой является турбулентное перемешивание.

Наличие турбулентного перемешивания в [3, 4] устанавливалось из сравнения экспериментальной временной задержки между свечением непрерывного рентгеновского излучения Au и линий $\text{He}_\alpha \text{ Al}$ с расчетным временем прогрева слоя Au тепловой волной, возбуждаемой специальным диагностическим лазерным пучком интенсивностью $(1-4) \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Последний воздействовал на мишень со стороны слоя Au. Для того чтобы можно было зарегистрировать свечение линий $\text{He}_\alpha \text{ Al}$ на фоне непрерывного спектра, необходимо создать сильно неравновесную плазму. При диагностике для этого применяют лазерный импульс, который создает электронную тепловую волну, прогревающую слои Au и Al. Перенос тепла осуществляется, в основном, за счет электронной, а не лучистой теплопроводности. Чтобы процесс перемешивания успел развиваться, диагностический лазерный пучок был задержан относительно силового на $\Delta t \sim 0.9 \text{ нс}$.

Для анализа этих экспериментов использовалась одномерная программа радиационной газовой динамики СНД-ТУР [6]. В расчетах учитывались следующие физические процессы: тормозное поглощение лазерного излучения, газодинамика, электронная и ионная теплопро-

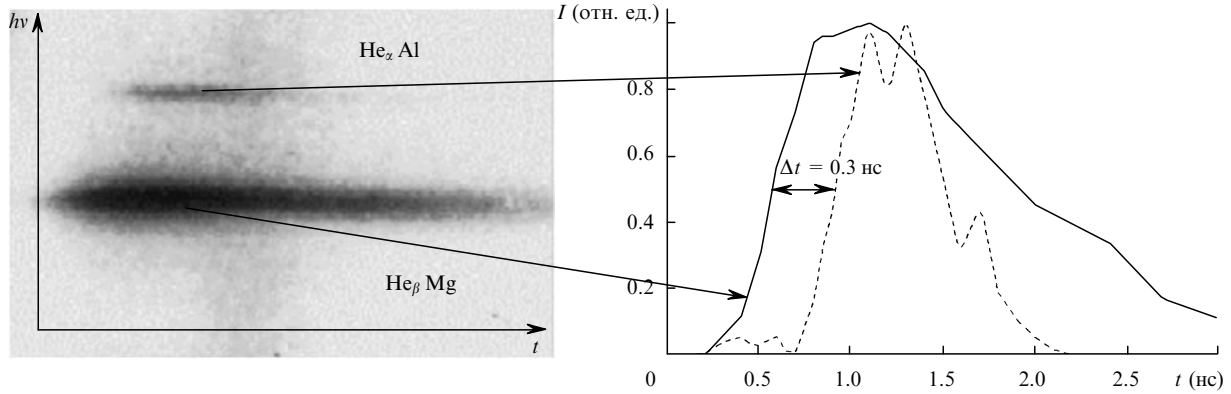


Рис.1. Экспериментальные временные зависимости свечения линий He_α Al и He_β Mg с тыльной стороны мишени [4].

водности, электронно-ионная релаксация, неравновесная спектральная диффузия рентгеновского излучения, кинетика ионизации многозарядной многокомпонентной плазмы в приближении среднего иона и турбулентное перемешивание по модели Никифорова. Расчетный анализ [3] показал, что для мишеней Si/Al/Au при толщине золотого слоя $\Delta_{Au} = 0.3$ мкм временная задержка Δt_{Au-Al} между свечением непрерывного рентгеновского излучения Au и свечением линий He_α Al составляет 0.1 нс, что должно надежно регистрироваться диагностической аппаратурой, имеющей временное разрешение лучше 0.05 нс. В то же время в эксперименте для всех толщин слоя золота (0.05–0.4 мкм) наблюдается одновременное начало свечения как непрерывного рентгеновского излучения Au, так и линейчатого излучения гелиеподобного Al.

В [4] приведены результаты аналогичных экспериментов по ускорению трехслойных мишеней Si/Al/Mg (плотность магния $\rho_{Mg} = 1.76$ г/см³). Их отличие состоит в том, что граница Al/Mg устойчива и развитие турбулентного перемешивания должно отсутствовать. На рис. 1 и 2 представлены экспериментальные и расчетные (одномерные расчеты проводились по программе СНДП [7], в них учитывались те же физические процессы, что и в расчетах СНД-ТУР, но без турбулентного перемешивания) временные зависимости свечения линий He_α Al, линий He_β Mg с тыльной стороны (со стороны Mg) мишени Si/Al/Mg с толщиной слоя Mg 0.8 мкм. Расчетная задержка между свечением линий Mg и Al $\Delta t_{Mg-Al} \approx 0.68$ нс, что значительно больше экспериментальной, которая составляет ~0.3 нс.

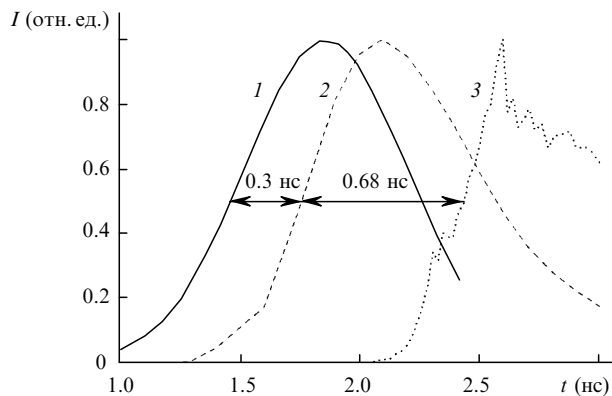


Рис.2. Расчетные временные зависимости диагностического лазерного импульса (1), свечения линий He_β Mg (2) и He_α Al (3) с тыльной стороны мишени.

Одной из причин различия результатов одномерных расчетов и экспериментов может быть неоднородность распределения интенсивности диагностического лазерного пучка на поверхности мишени, приводящая к более «раннему» прогоранию Au или Mg по сравнению с одномерными расчетами. В экспериментах [3, 4] для сглаживания крупномасштабных неоднородностей лазерных пучков (силового и диагностического) использовалась случайная фазовая пластинка (RPP – random phase plate). Как известно [8], использование RPP приводит к созданию в области нахождения мишени (в дальней зоне) квазистационарного спеклованного распределения интенсивности лазерного излучения, имеющего гауссоподобную огибающую с мелкомасштабной модуляцией интенсивности. Амплитуда модуляции достигает 100 %, а пространственный размер спеклов («горячих» точек) r_0 определяется, в основном, дифракционной расходимостью пучка: $r_0 \sim \lambda F/D$, где λ – длина волны лазерного излучения; F – фокусное расстояние линзы; D – диаметр лазерного пучка. В рассматриваемых экспериментах $r_0 \approx 10 - 12$ мкм.

Первоначальную оценку степени влияния неоднородностей распределения интенсивности диагностического пучка проведем в так называемом секторном приближении применительно к экспериментам [4] с мишенями Si/Al/Mg. Для этого будем считать, что интенсивность свечения линейчатого излучения Mg (или Al) зависит только от локальной интенсивности лазерного излучения в диагностическом пучке.

Для учета реальной неоднородности лазерного излучения введем функцию распределения энергии диагностического пучка по интенсивностям $dE(I)/dI$. Тогда интенсивность свечения линии Mg (или Al) можно представить в виде

$$P_{Mg(Al)}(t) = \int_0^\infty I_{Mg(Al)}^0(I, t) \frac{1}{I} \frac{dE}{dI} dI, \quad (1)$$

где $I_{Mg(Al)}^0(I, t)$ – интенсивность свечения линии Mg (или Al) в зависимости от интенсивности диагностического пучка I , полученная на основании одномерных расчетов по программе СНДП.

Анализ расчетных зависимостей I_{Mg}^0 и I_{Al}^0 показывает, что при вариации интенсивности диагностического пучка от 10^{13} до 10^{14} Вт/см² временная задержка Δt_{Mg-Al} уменьшается от ~0.7 до ~0.4 нс. Интегрирование (1) с функцией распределения dE/dI , найденной на основании полученного в [4] экспериментального распределения интенсивности лазерного излучения на поверхности мише-

ни, показывает, что более быстрое прогорание магния в области повышенной интенсивности приводит к уменьшению (по сравнению с расчетной задержкой для средней интенсивности, $\Delta t_{Mg-Al} \approx 0.68$ нс) временной задержки до $\Delta t_{Mg-Al} \approx 0.41$ нс (см. рис.4). Это значение гораздо лучше соответствует эксперименту: $\Delta t_{Mg-Al} \approx 0.3$ нс.

Однако секторное приближение не учитывает двумерные эффекты, которые могут, в принципе, привести к сглаживанию неоднородностей интенсивности в плазменной короне и к снижению темпа «прогорания» Mg в «горячих» пятнах. В частности, существенное влияние на неоднородность тепловой волны в зоне испарения может оказать электронная теплопроводность.

Более адекватное условиям экспериментов описание газодинамического течения может быть получено на основании двумерных газодинамических расчетов, которые проводились нами по двумерной комплексной программе МИМОЗА-НД [9]. В этих расчетах учитывались те же физические процессы, что и в одномерных расчетах по программе СНДП.

Геометрия двумерных расчетов, проведенных в предположении цилиндрической симметрии задачи, показана на рис.3. Многослойная мишень Si/Al/Mg со стороны Si облучалась однородным в поперечном сечении силовым лазерным импульсом $I_p(t)$, который ускорял мишень. Временная форма силового импульса аппроксимировала экспериментальную и задавалась в виде

$$I_p(t) = I_{pm} \left\{ 0.34 \exp \left[- \left(\frac{t-t^*}{\tau_0} \right)^2 \right] + 0.39 \exp \left[- \left(\frac{t-t^* - \Delta t}{\tau_0} \right)^2 \right] + 0.12 \exp \left[- \left(\frac{t-t^* - 2\Delta t}{\tau_0} \right)^2 \right] \right\},$$

где $\tau_0 = 0.48$ нс; $I_{pm} = 8 \cdot 10^{13}$ Вт/см²; $\Delta t = 0.6$ нс.

Поскольку в экспериментах распределение интенсивности диагностического пучка по поверхности мишени имело достаточно сложный вид [4], то в расчете моделировался только небольшой фрагмент диагностического пучка $I_d(r, t)$ в окрестности яркого пятна с характерным размером r_0 , выбранным на основании прописанного поперечного распределения интенсивности [4]:

$$I_d(r, t) = I_{dm} \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] \exp \left[- \left(\frac{t-t^* - \Delta t_{pd}}{\tau_0} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где $I_{dm} = 4.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²; $r_0 = 12$ мкм; $\Delta t_{pd} = 0.86$ нс.

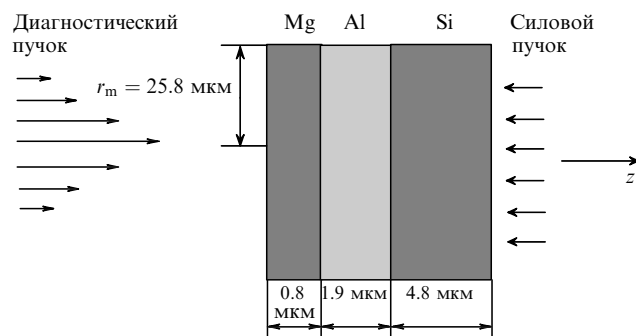


Рис.3. Геометрия двумерного расчета.

Поперечный размер счетной области $r_m = 25.8$ мкм и интенсивность в центре пятна I_{dm} определялись из условий, что перепад интенсивности в центре и на краю пучка $I_d(0, t)/I_d(r_m, t) = 100$, а средняя интенсивность по сечению пучка совпадает с интенсивностью в максимуме диагностического импульса в одномерном расчете [4]:

$$\frac{1}{\pi r_m^2} \int_0^{r_m} I_{dm} \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right] 2\pi r dr = I_{dm}^0 = 9.7 \cdot 10^{12} \text{ Вт/см}^2.$$

Газодинамика рассчитывалась лагранжево-эйлеровым методом. Счетная сетка имела 100 ячеек в продольном (вдоль оси z, совпадающей с направлением распространения лазерного излучения) и 40 ячеек в поперечном направлениях. При этом в продольном направлении счет проводился на чисто лагранжевой сетке. Перенос рентгеновского излучения рассчитывался в приближении неравновесной спектральной диффузии на сетке, содержащей 6 групп в диапазоне энергий квантов $h\nu = 0 - 0.7 - 1.3 - 1.5 - 1.8 - 2.0 - 3.0$ кэВ. Уравнение состояния, коэффициенты электронной и ионной теплопроводности, электронно-ионной релаксации, коэффициент поглощения лазерного излучения, а также неравновесные спектральные коэффициенты поглощения и излучения рентгеновского излучения плазмы рассчитывались в приближении кинетики ионизации среднего иона [10].

Для расчета светимости линий Al и Mg проводилась постпроцессорная обработка двумерных распределений плотности, температуры и средних населенностей уровней ионов, по которым восстанавливались концентрации возбужденных гелиоподобных ионов в данной пространственной точке плазмы в данный момент времени. По известным концентрациям возбужденных ионов рассчитывались интенсивности свечения соответствующих линий. Затем для нахождения интенсивности линии на поверхности мишени стационарное уравнение переноса линии решалось вдоль оси z на заданных профилях плотности и температуры. Временная форма линии определялась интегрированием распределения интенсивности линий на поверхности мишени в поперечном сечении.

На рис.4 представлены расчетные временные зависимости свечения линий He_α Al и He_β Mg с тыльной стороны мишени. Здесь же для сравнения приведены аналогичные зависимости, полученные в секторном приближении.

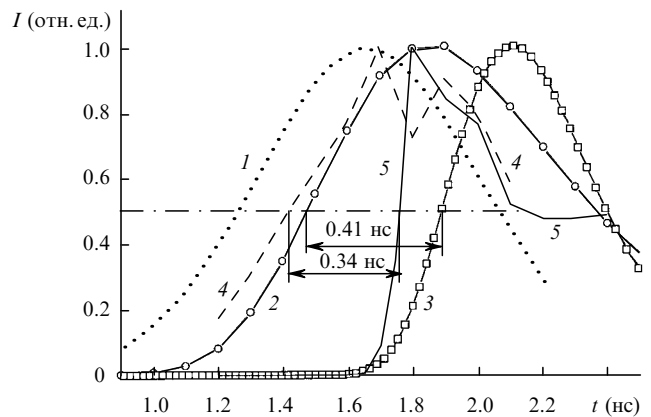


Рис.4. Расчетные временные зависимости диагностического лазерного импульса (1), свечения линий Mg (2), He_α Al (3), Mg (4) и He_α Al (5) с тыльной стороны мишени. Зависимости 2, 3 рассчитаны в секторном приближении по программе СНДП, 4, 5 – двумерный расчет по программе МИМОЗА.

Как видно из рис.4, расчетная (по программе МИМОЗА) задержка между свечением линий Mg и Al равна 0.34 нс, что близко к экспериментальной (0.3 нс).

Кроме вышеописанного моделирования пространственного распределения неоднородности интенсивности в «горячем» пятне диагностического пучка в виде (2), нами также были проведены расчеты с пространственным распределением интенсивности в пятне, задаваемым по формуле

$$I_d(x) = I_{dm} \cos\left(\frac{\pi x}{2r_0}\right).$$

Как показали эти расчеты, на границе Mg–Al неоднородность электронной температуры в поперечном направлении практически отсутствует. Это объясняется тем, что в этом случае отношение максимальной интенсивности к средней было меньше, чем в случае уравнения (2) (для косинусоидального распределения это отношение равно двум, а для распределения вида (2) – примерно 4.6).

Таким образом, проведенные расчеты показали, что для применения метода исследования турбулентного перемешивания, изложенного в [3, 4], необходимо использовать диагностический лазерный пучок, у которого отношение максимальной интенсивности к средней не превышает 2–3. Для получения диагностического пучка с распределением интенсивности нужного качества можно использовать различные методы сглаживания, такие как SSD (smoothing by spectral dispersion) [11] или метод плазменной фазовой пластинки [12].

Подтверждением существенного влияния «горячих» пятен в распределении интенсивности диагностического лазерного пучка на генерацию рентгеновского излучения с тыльной стороны мишени являются изображения мишеней, полученные с помощью камеры-обскуры в опытах на установке ИСКРА-4. Как видно из сравнения обскурোগрам тыльной стороны мишени (рис.5), в случае экспериментов с мишенями, на тыльной стороне которых имеется золотой слой, распределение интенсивности рентгеновского излучения сильно неоднородно и отражает мелкомасштабные неоднородности в поперечном сечении диагностического пучка. В случае экспериментов с мишенями с магниевым слоем на тыльной стороне свечение практически однородно.

Одной из причин такого различия регистрируемых изображений может быть различие коэффициентов электронной теплопроводности Au и Mg. В связи с тем, что коэффициент электронной теплопроводности обратно пропорционален среднему заряду плазмы, который для

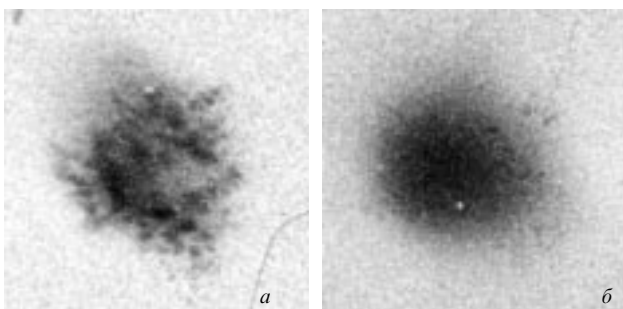


Рис.5. Изображения мишеней со стороны Au (а) и Mg (б), полученные с помощью камеры-обскуры в опытах на установке ИСКРА-4.

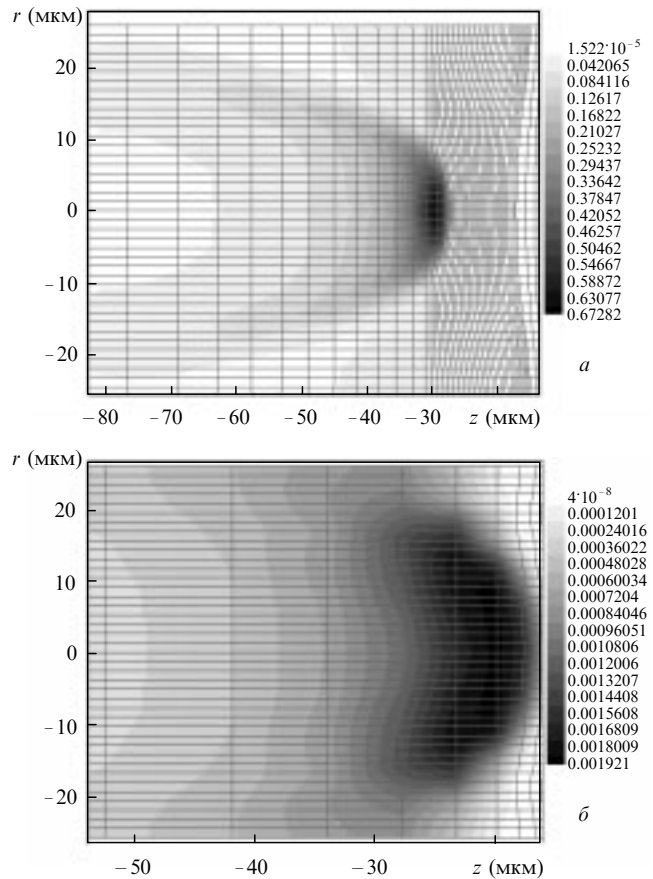


Рис.6. Расчетные двумерные распределения светимости и газодинамические сетки в Au (а) и Mg (б) в момент времени $t = 1.8$ нс.

золотой плазмы существенно больше, чем для магниевой, выравнивание неоднородности температуры в лазерной короне, возникающей из-за неоднородностей лазерного пучка, с использованием механизма поперечной электронной теплопроводности будет в первом случае хуже, чем во втором.

Чтобы выяснить роль электронной теплопроводности в формировании неоднородности рентгеновского свечения мишени, по программе МИМОЗА-НД был проведен двумерный расчет в постановке, аналогичной описанной выше, но с мишенью, в которой слой Mg заменен слоем Au толщиной 0.2 мкм. На рис.6 представлены расчетные распределения светимостей плазмы Mg и Au на момент времени $t = 1.8$ нс для рентгеновских квантов с энергией 0.7–1.3 кэВ. Видно, что перепад светимости золотой плазмы в центре лазерного пятна и на краю составляет несколько порядков, в то время как для магниевой плазмы неоднородность светимости значительно меньше; как следует из расчетов, это однозначно связано с неоднородностью температуры.

Расчетно-теоретический анализ, проведенный на основании одномерных секторных расчетов по программе СНДП и двумерных расчетов по программе МИМОЗА, показал, что интерпретация результатов измерения времени задержки свечения линейчатого излучения материала различных слоев, возникающего при облучении диагностическим лазерным импульсом тыльной стороны ускоряемой трехслойной мишени, существенно зависит от характера и степени неоднородности пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в диагностическом пучке.

Так, наличие высокоинтенсивных пятен малого размера может быть причиной уменьшения (по сравнению с одномерным расчетом) временной задержки между началом свечения линий He_β Mg и He_α Al в экспериментах по ускорению устойчивых трехслойных мишеней состава Si/Al/Mg, когда турбулентное перемешивание на границе раздела алюминия и магния отсутствует. При этом для материалов с малым Z в изображениях тыльной стороны, получаемых в собственном рентгеновском излучении непрерывного спектра плазмы с помощью камеры-обскуры, мелкомасштабных неоднородностей в распределении интенсивности свечения не наблюдается из-за сильного выравнивания температуры в лазерной короне поперечной электронной теплопроводностью.

В случае экспериментов с неустойчивыми мишенями состава Si/Al/Au, когда на границе раздела между алюминием и золотом развивается турбулентное перемешивание, наличие «горячих» пятен, которые в связи с существенно более низкой электронной теплопроводностью в плазме с большим Z хорошо проявляются на обскурограммах тыльной стороны мишени, затрудняет сопоставление экспериментальных результатов с результатами, полученными при расчетах по одномерным моделям турбулентного перемешивания.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что для измерения по свечению линий алюминия ширины зоны перемешивания в экспериментах по ускорению многослойных мишеней особое внимание необходимо уделять методам сглаживания диагностического пучка, а также следует учитывать влияние двумерных эффектов на формирование свечения, обладающего линейчатым спектром.

Данная работа частично поддержана РФФИ (гранты № 96-15-96508 и № 96-01-00046).

1. Chrien R.E., Barnes C.W., Beck J.B. et al. In: *Advances in Laser*

Interaction with Matter and Inertial Fusion (World Scientific, Singapore, 1997, p.30).

2. Holstein P.A., Meyer B., Rostaing M. et al. *Compt.Rend.Acad.Sci. Paris*, **307**, 211 (1988).
3. Андронов В.А., Бельков С.А., Бессараб А.В. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 882 (1997).
4. Bel'kov S.A., Andronov V.A., Bessarab A.V. et al. In: *Proc. VI Intern. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing* (Marseille, 1997, p. 13).
5. Гашеев А.С., Зарецкий А.И., Кириллов Г.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 1368 (1981).
6. Андронов В.А., Бельков С.А., Долголева Г.В. и др. *Вопр.ат. науки и техн. Сер.Математич.моделир.физич.проц.*, № 3, 1 (1997).
7. Бельков С.А., Долголева Г.В. *Вопр.ат.науки и техн. Сер.Математич.моделир.физич.проц.*, № 1, 59 (1992).
8. Kato Y., Mima K., Muuga N. et al. *Phys. Rev. Letts.*, **53**, 1057 (1984).
9. Афанасьева Е.А., Винокуров О.А., Софронов И.Д. и др. В сб. *Конструирование алгоритмов и решение задач математической физики* (М., ИПМ АН СССР, 1989, с. 277).
10. Бельков С.А., Гаспарян П.Д., Кочубей Ю.К., Митрофанов Е.И. *ЖЭТФ*, **111**, 496 (1997).
11. Skupsky S., Short R. W., Kessler T., Craxton R. S., Letzring S., Soures J. M. *J.Appl.Phys.*, **66**, 3456 (1989).
12. Derkach V. N., Bondarenko S. V., Garanin S. G. et al. In: *Techn. Progr. and Book of Abstracts of XXV ECLIM* (Formia, Italy, 1998, MO/P/3).

S.A.Bel'kov, O.A.Vinokurov, S.G.Garanin, G.V.Dolgolyova, G.G.Kochemasov, E.I.Mitrofanov, N.A.Suslov. **Effect of the nonuniformities of a diagnostic laser beam on the interpretation of experiments on turbulent mixing.**

The results of experiments on the turbulent mixing in the acceleration of Si/Al/Au and Si/Al/Mg three-layer targets on the ISKRA-4 high-power laser facility were analysed on the basis of calculations. It was shown that the onset of the line emission of helium-like aluminium in the irradiation of the rear side (Au or Mg) of the target with a diagnostic laser beam can be determined not only by the degree of turbulent mixing of Al and Au (Mg), but also by the 'hot spots' in the lateral structure of the diagnostic beam.