

УДК 621.375.826; 621.039.64

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ ОБЛАСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ УСКОРЕНИИ ТОНКИХ ФОЛЬГ

В. Д. Зворыкин, И. А. Краснюк, И. Г. Лебо, А. О. Левченко

Обсуждается возможность исследования развития турбулентного слоя при лазерном ускорении тонких фольг. Представлены результаты предварительных экспериментов на установке "ГАРПУН" (ФИАН, г. Москва).

Проблема описания развития турбулентности вблизи границы двух сред в поле ускорения имеет фундаментальное значение в современной физике, а также является важной задачей в инерциальном термоядерном синтезе (ИТС), в астрофизике и в ряде прикладных исследований.

Для описания развития турбулентного перемешивания на контакте двух сред, движущихся ускоренно, применяются различные упрощенные модели. Эти физико-математические модели базируются на фундаментальной идее, предложенной в [1], о турбулентной диффузии слоя двух перемешанных веществ в поле ускорения [2 – 5]. Такие модели позволяют эффективно описать развитие неустойчивости и слоя турбулентного перемешивания при сжатии легкого вещества более плотным поршнем. Особенностью этих моделей является необходимость введения эмпирических констант, причем по мере усложнения модели количество этих констант увеличивается (если в [1] требовалась лишь одна такая константа, то в дальнейшем их количество возросло до 5 – 7). Для их определения использовались данные экспериментов, полученных на различных крупномасштабных установках. Вопрос о возможности их использования на других пространственных и временных масштабах, как правило, вызывает определенные сложности.

В последние годы, благодаря интенсивному развитию современных суперкомпьютеров и алгоритмов параллельных вычислений, делаются попытки непосредственно моделировать процессы развития турбулентных слоев на ЭВМ и определять эти константы

из анализа численных расчетов и соответствующих экспериментов [6 – 11]. Однако, как показали дискуссии на последнем Международном рабочем совещании по физике турбулентного перемешивания в сжимаемых средах (г. Кембридж, Англия, 2004 г.), окончательной ясности пока нет.

В настоящей работе на основании сопоставления экспериментальных данных, результатов двумерных численных расчетов и теоретического анализа с помощью модели турбулентной диффузии [1] дается описание экспериментов по лазерному ускорению тонких фольг на установке “ГАРПУН” (ФИАН, г. Москва).

1. *Лазерная установка “ГАРПУН”.* К rF -лазер “ГАРПУН” [12] использовался в экспериментах по облучению и ускорению тонких CH -пленок толщиной 1 – 50 мкм. Лазер генерирует импульсы с энергией 100 Дж, длительностью 100 нс и расходимостью излучения 0.1 мрад. Мишени устанавливались внутри откачанной камеры, заполненной воздухом или аргоном, давление в которой менялось в диапазоне $p_0 = 0.0002 - 1$ бар.

Фокусирующая система состояла из многоэлементного призмленного растра [13] и линзы. Разделение исходного лазерного пучка на 25 отдельных составляющих лучей 2×2 см² с последующим их совмещением в фокальной плоскости этой системы приводит к однородному распределению в фокусном пятне квадратной формы (неоднородность была менее чем несколько процентов). Для фиксированного фокального пятна 7×7 мм², интенсивность лазерного излучения варьировалась в диапазоне $q = 0.1 - 1$ ГВт/см² посредством ослабления падающего лазерного излучения.

Гидродинамика лазерной плазмы и ударной волны (УВ) исследовалась электронно-оптической камерой или высокоскоростным фотохронографом со целевым сканированием изображения посредством вращающегося зеркала. Шлирен и теневой метод с подсветкой от квазистационарного коллимированного зондирующего пучка, полученного от источника света с капиллярным разрядом, комбинировались с высокоскоростной записью целевого изображения лазерной плазмы в самосвечении [14].

2. *Ускорение тонких пленок и развитие гидродинамической неустойчивости.* Исследовалось ускорение тонких CH -пленок в вакууме и в окружающем воздухе с начальными давлениями от $p_0 = 0.1$ до 1 бара, и толщинами пленок в диапазоне от 1 до 50 мкм.

В окружающем воздухе ускоренная пленка действует подобно поршню, который генерирует УВ. Так как она распространяется с более высокой скоростью относительно поршня, толщина сжатого воздуха между поршнем и фронтом УВ постоянно возрастает. При этом кинетическая энергия, переданная пленке на стадии ускорения, тратится

на нагрев и ускорение воздуха, вовлеченного в движение УВ. В результате фронт УВ и поршень постепенно замедляются. Степень замедления возрастает с увеличением плотности воздуха. В экспериментах применялось два способа облучения пленок – в первом случае пленка облучалась непосредственно, а во втором – помещалась за прозрачной кварцевой пластиной. Излучение проходило через нее и поглощалось в пленке. Пластина препятствовала свободному расширению испаренной плазмы (случай удержания плазмы).

Для того чтобы исследовать эволюцию гидродинамического потока и развитие неустойчивости во время взаимодействия лазерного излучения с веществом, изображения были развернуты на угол 90° , чтобы щель фотохронографа была параллельна поверхности пленки на различных расстояниях за ней. Соответствующие регистрограммы показаны на рис. 1а, б для пленки толщиной $d = 5 \text{ мкм}$, облученной лазером с интенсивностью $q = 0.55 - 0.65 \text{ ГВт/см}^2$ в воздухе при атмосферном давлении. Щель помещалась на расстоянии 3.5 мм от первоначального положения пленки. На верхнем рисунке (рис. 1а) показаны результаты экспериментов, когда мишень облучалась однородным потоком, на нижнем рисунке (рис. 1б) – результаты наблюдений в случае неоднородного лазерного потока.

Возмущения создавались проволочной сеткой с размерами ячеек $0.7 \cdot 0.7 \text{ мм}^2$. Установленная на пути лазерного пучка на расстоянии около 1 см перед облучаемой пленкой, она модулировала распределение интенсивности.

В случае однородного облучения на расстоянии 3.5 мм от начального положения остатки пленки имели толщину $\sim V\Delta t$, где V – скорость полета плотной части пленки, а $\Delta t \approx 0.5 \text{ мкс}$ – соответствующее время ее пролета, которое регистрировалось через щель (рис. 1а). При задании возмущений в распределении интенсивности, наблюдалось увеличение толщины примерно в 3 – 4 раза.

3. Численное моделирование взаимодействия лазер-мишень. Вычисления проводились по двумерной программе “ATLANT-C” в цилиндрических лагранжевых координатах [15].

Мы моделировали лазерное ускорение тонкой *СН*-пленки в окружающем воздухе. Начальная толщина пленки – 5 мкм . Рис. 2а иллюстрирует удовлетворительное согласие данных по скоростям пленки между численными расчетами и экспериментами для разных интенсивностей лазерного излучения. Отметим, что скорость полета пленки в численных расчетах оказалась несколько больше, чем в экспериментах. Причина в том, что в расчетах полагалось 100% поглощение лазерного излучения, в то время как в

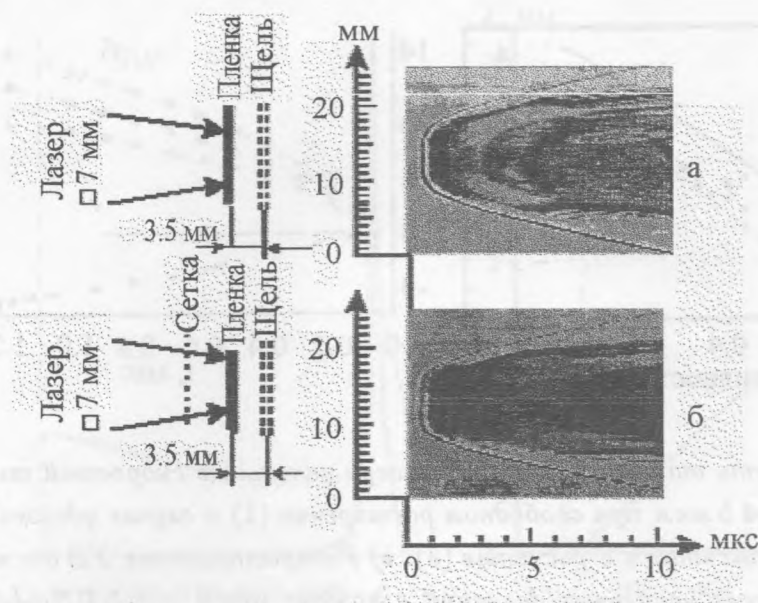


Рис. 1. Изображение пленки и УВ в воздухе, полученные при целевой развертке при интенсивности лазера $q = 0.55 - 0.65 \text{ ГВт/см}^2$ в случае однородного (а) и неоднородного (б) облучений.

экспериментах измеряется только энергия лазера, упавшего на пленку.

Мы варьировали также начальное давление в воздухе. Рис. 2б показывает распространение ударных волн на задней и передней сторонах СН-пленки для разных начальных давлений в воздухе: а) $P_0 = 1$, б) $P_0 = 0.5$, с) $P_0 = 0.25 \text{ бар}$, интенсивность лазерного излучения $q = 0.5 \text{ ГВт/см}^2$. Отметим слабую зависимость скорости ударной волны на задней стороне пленки от давления окружающего газа вплоть до $t \leq 1 \text{ мкс}$. Этот результат совпадает с экспериментальными данными, поскольку на начальной стадии скорость распространения ударной волны зависит, главным образом, только от скорости ускоренной фольги. В дальнейшем, как следует из экспериментов, скорость ударной волны падает быстрее в более плотном газе.

Рисунок 3а иллюстрирует толщину пленки в моменты времени 50 и 1150 нс (когда она пролетела $\sim 3.5 \text{ мм}$)¹. Максимумы профиля плотности совмещены в одной точке. Рис. 3б показывает пройденное расстояние и скорость максимума плотности неиспа-

¹В расчете, приведенном в [16], допущена ошибка, из-за чего скорость полета слоя оказалась завышенной, а плотность меньше, чем в представленных результатах.

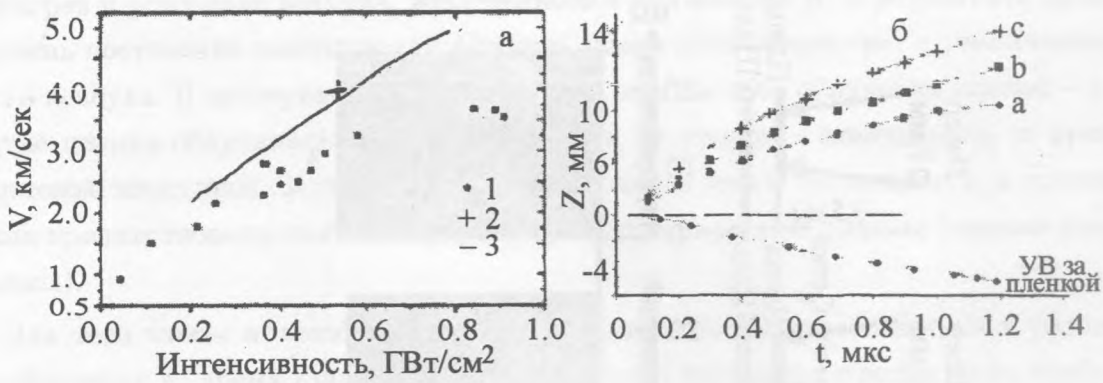


Рис. 2. а) Зависимость от интенсивности лазера начальных скоростей тыльной стороны СН-пленки толщиной 5 мкм при свободном расширении (1) в случае удержания плазмы (2), полученные в экспериментах и в расчетах (3). б) Распространение УВ от пленки, ускоренной лазером для разных начальных давлений в воздухе при $q = 0.5$ ГВт/см². Давление в воздухе: а) $P_0 = 1$ бар, б) $P_0 = 0.5$ бар, в) $P_0 = 0.25$ бар. Показаны результаты численных расчетов.

ренного слоя как функцию времени. Видно, что есть две стадии: стадия ускорения ($0 < t < 100$ нс) и стадия замедления фольги ($t > 200$ нс).

Плотность вещества фольги уменьшается со временем из-за теплового расширения и увеличения объема слоя на втором этапе ($200 < t < 1150$ нс), при этом толщина плотного слоя возрастает в 20 раз и достигает ~ 25 мкм. Отметим, что эта величина несколько меньше, чем наблюдалась в экспериментах (см. рис. 1а). По-видимому, уширение слоя связано с влиянием турбулентного перемешивания для случайных малых начальных возмущений.

Если воспользоваться моделью Беленького–Фрадкина, то уравнение турбулентной диффузии имеет вид: $\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_m \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)$, где ρ – плотность, D_m – коэффициент турбулентной диффузии, $D_m = l_p^2 \left(-\frac{\partial \ln \rho}{\partial z} \cdot \frac{\partial P}{\rho \partial z} \right)^{0.5}$; l_p – масштаб турбулентной пульсации, P – давление. Величина $-\frac{\partial P}{\rho \partial z} = g$, здесь g – есть среднее значение ускорения (торможения) неиспаренного слоя, $1/\frac{\partial \ln \rho}{\partial z} = L_p$ – масштаб неоднородности слоя. Предполагается, что $l_p \approx \alpha L_{mix}$, где L_{mix} – ширина турбулентного слоя, а α – автомодельный параметр, который должен быть получен *a priori*. Для случая двух несжимаемых жидкостей в поле постоянного ускорения в [1] получено приближенное решение: $L_{mix} \approx 270 \alpha^4 \ln \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) g t^2$, ρ_1, ρ_2 – плотности тяжелой и легкой жидкостей. L_{mix} нараста-

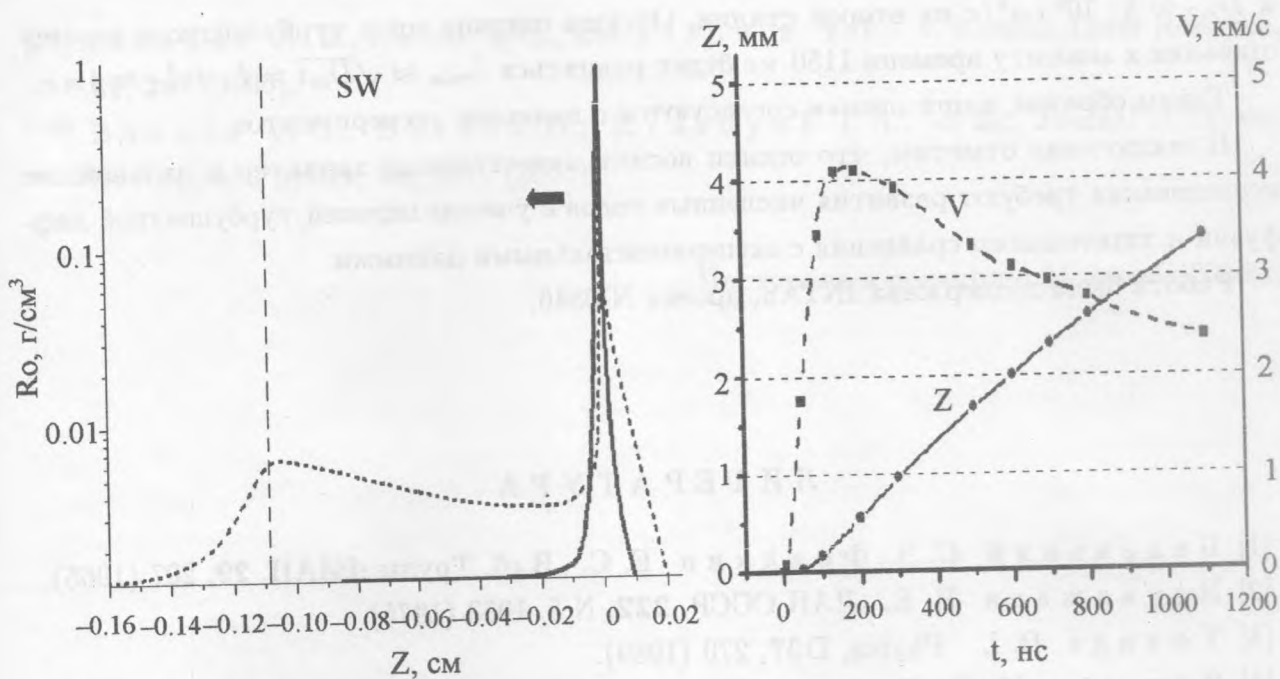


Рис. 3. а) Профили плотности вдоль оси OZ на разные моменты времени, 1) сплошная линия $t = 50$ нс, 2) пунктирная линия $t = 1150$ нс. Вертикальная пунктирная линия – положение фронта ударной волны (SW). Максимумы профилей совмещены в одной точке. б) Расстояние (Z) и скорость максимума плотности (V) как функция времени.

ет прямо пропорционально пройденному пути. Можно ввести усредненный коэффициент пропорциональности α_0 .

Из численных расчетов следует, что на первом этапе ускорения $g_1 = 3.5 \times 10^{12}$ см/с², $L_{\rho 1} \sim 5$ мкм, а на втором этапе торможения $g_2 = 2 \cdot 10^{11}$ см/с² и $L_{\rho 2} \sim 20$ мкм. Средняя скорость слоя к моменту времени 1150 нс (когда неиспаренная часть пленки достигает щели) равнялась $V \sim 2.6$ км/с. Время пролета плотного слоя $t \approx 0.5$ мкс (смотри рис. 1а), откуда $L_{mix} \approx 0.5 \cdot 10^{-6} \cdot V \approx 1.3$ мм. Отсюда можно оценить автомодельный усредненный коэффициент турбулентной диффузии по следующей формуле $L_{mix} = \alpha_0(g_1 t_1^2 + g_2 t_2^2)$, то есть $\alpha_0 \cong 0.185$.

В фольге, облучаемой через сетку, крупномасштабные начальные возмущения заданы и имеют масштаб 0.7 мм. При этом наблюдаемая толщина слоя значительно возросла. Если предположить, что в этом случае $l_p = 0.7$ мм (то есть размер турбулентных пульсаций определяется размером ячейки в сетке), тогда с учетом значений $g_{1(2)}$ и $L_{\rho 1(2)}$ получим коэффициенты турбулентной диффузии $D_m \approx 4.2 \cdot 10^5$ см²/с на первой стадии

и $D_{m2} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ на второй стадии. Отсюда ширина зоны турбулентного перемешивания к моменту времени 1150 нс будет равняться $L_{mix} \approx \sqrt{D_{m2}t} = L_1 + L_2 \approx 3 \text{ мм}$.

Таким образом, наши оценки согласуются с данными экспериментов.

В заключение отметим, что оценки носили качественный характер и дальнейшие исследования требуют развития численных кодов с учетом моделей турбулентной диффузии и тщательного сравнения с экспериментальными данными.

Работа была поддержана INTAS, проект N 0846.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Беленький С. З., Фрадкин Е. С. В сб. Труды ФИАН, **29**, 207 (1965).
- [2] Неуважаев В. Е. ДАН СССР, **222**, N 5, 1053 (1975).
- [3] Youngs D. L. Physica, **D37**, 270 (1989).
- [4] Янилкин Ю. В., Никифоров В. В., Жарова Г. В. Вопросы атомной науки и техники, сер. Мат. мод. физ. процессов, **4**, (1994).
- [5] Gauthier S. and Bonnet M. Phys. Fluids, **A2**, 1685 (1990).
- [6] Glimm J., Li X. L., Menikff R., et al., Phys. Fluids, **A2**(11), 2046 (1990).
- [7] Youngs D. L. Phys. Fluids, **A3**(5), 1312 (1991).
- [8] Anuchina N. N., Volkov V. I., Gordeschuk V. A., Es'kov N. S., Illutina O. S., et al., Laser and Particle Beams, **18**, 175 (2000).
- [9] Yanilkin Yu. V., Stasenko V. P., et al. 8-th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, December 9 – 14, 2001, Pasadena, California, Abstracts, C44.
- [10] Dimonte G., Dimitis A., Weber S., et al. 8-th International Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing, December 9 – 14, 2001, Pasadena, California, Abstracts, C10.
- [11] Гарина С. М., Змитренко Н. В., Ладонкина М. Е. и др. Математическое моделирование, **15**, 3 (2003).
- [12] Basov N. G., Vakaeв V. G., Bogdanovski A. V., et al. J. of Soviet Laser Research, **14**, 326 (1993).
- [13] Грасюк А. З., Ефимков В. Ф., Смирнов В. Г. Приборы и техника экспериментов, N 1, 174 (1976).
- [14] Zvorykin V. D. and Lebo I. G. Laser and Particle Beams, **17**, 69 (1999).

- [15] Iskak'ov A. B., Lebo I. G., and Tishkin V. F. J. Russian Laser Research, **21**, 247 (2000).
- [16] Bakaev V. G., Batani D., Krasnyuk I. A., et al. Journal of Physics D: Applied Physics, **38**, 2031 (2005).

Поступила в редакцию 24 апреля 2005 г.