

Зависимость давления в сжатом конденсированном веществе от параметров мощных лазерных импульсов

А.И.Лебо, И.Г.Лебо, Д.Батани

На основе анализа двумерных численных расчетов и данных экспериментов, выполненных на установке PALS, получены соотношения подобия, позволяющие определить давления в конденсированном веществе при облучении коротковолновым лазерным импульсом с интенсивностью $5 \times 10^{13} - 5 \times 10^{14}$ Вт/см².

Ключевые слова: мощное лазерное излучение, импульс абляционного давления, ударные волны, соотношение подобия.

1. Введение

При взаимодействии мощных лазерных импульсов с конденсированным веществом формируется высокотемпературная плазма, летящая навстречу лазерному пучку, а в глубь неиспаренного вещества распространяются сильные ударные волны. При этом скачок давления на фронте таких волн может достигать десятков (а в отдельных случаях и сотен) миллионов атмосфер (мегабар). Поведение вещества в столь экстремальных условиях представляет интерес для научных работников, занимающихся проблемами термоядерного синтеза, астрофизикой и рядом прикладных исследований. Поэтому вопрос о том, какие именно давления реализуются в конденсированном веществе при различных параметрах излучения и составах мишени, весьма актуален. Непосредственное измерение таких давлений в сжатом веществе является весьма сложной экспериментальной задачей. Представляется полезным на основе численных расчетов и сравнения их результатов с экспериментальными данными получить соотношения подобия – «скэйлинги», позволяющие определять эти давления по известным данным о параметрах излучения и мишени.

Определению термодинамических параметров в сжатой лазерной плазме посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ как в нашей стране, так и за рубежом (см., напр., [1–8]). Полученные соотношения позволяют качественно описать поведение вещества под действием мощных лазерных импульсов. Тем не менее при анализе конкретных экспериментов требуются дополнительные исследования для учета различных эффектов: нестационарности плазменной короны, влияния геометрических факторов, ионизации и рекомбинации и т. д. Численные расчеты позволяют учесть эти

эффекты и на их основе получить обобщающие формулы, которые могут быть использованы при анализе имеющихся опытных данных и планировании будущих экспериментов.

В настоящей работе представлены результаты двумерных численных расчетов, моделирующих эксперименты, которые выполнены на установке PALS (Prague Asterix laser system) в Физическом институте Чешской академии наук [9], приведен вывод соотношения подобия, полученного на основе двумерных численных расчетов, а также дано обсуждение результатов и основные выводы.

2. Краткое описание программы

При проведении вычислительных экспериментов применялась программа «Атлант», использующая двумерную лагранжеву цилиндрическую геометрию (координаты r, z). Приведем основные уравнения, которые решаются с помощью методов конечных разностей:

$$\frac{dp}{dt} = -\rho \nabla \mathbf{v},$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla(Z_i p_e + p_i + p_r),$$

$$Z_i \rho \frac{dE_e}{dt} = -Z_i p_e \nabla \mathbf{v} + \nabla(\kappa_e \nabla T_e) - Q_{ei} - Q_{er} - R_{\text{rad}}(\rho, T_e) + \nabla \mathbf{q},$$

$$\rho \frac{dE_i}{dt} = -p_i \nabla \mathbf{v} + \nabla(\kappa_i \nabla T_i) + Q_{ei},$$

$$\rho \frac{dE_r}{dt} = -p_r \nabla \mathbf{v} + \nabla(\kappa_r \nabla T_r) + Q_{er},$$

$$\left(\frac{\mathbf{q}}{|\mathbf{q}|} \nabla \right) \mathbf{q} = k(\rho, T_e) \mathbf{q},$$

А.И.Лебо. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

И.Г.Лебо. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lebo@mirea.ru

D.Batani. Dipartimento di Fisica «G.Occhialini», Università di Milano Bicocca, Piazza della Scienza 3, 20126 Milano, Italy

Поступила в редакцию 20 сентября 2007 г.

где

$$Q_{ei} = Q_{0ei} \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} Z_i \rho^2; \quad Q_{er} = Q_{0er} \frac{T_e - T_r}{T_e^{1/2}} Z_i \rho^2;$$

$$p_e = p_e(\rho, T_e); \quad p_i = p_i(\rho, T_i); \quad p_r = p_r(\rho, T_r);$$

$$E_e = E_e(\rho, T_e); \quad E_i = E_i(\rho, T_i); \quad E_r = E_r(\rho, T_r);$$

ρ – плотность; \mathbf{v} – вектор скорости; \mathbf{q} – поток лазерного излучения; $\kappa_e, \kappa_i, \kappa_r$ – коэффициенты электронной, ионной и радиационной теплопроводностей соответственно; k – коэффициент поглощения; E_e, E_i, E_r – удельные внутренние энергии электронов, ионов и фотонов; R_{rad} – потери энергии на переизлучение; p_e, p_i, p_r и T_e, T_i, T_r – электронная, ионная и радиационная компоненты давления и температуры соответственно; E_e и p_e нормированы на единицу среднего заряда иона Z_i в лагранжевой ячейке; Q_{ei} и Q_{er} – скорости обмена энергией между электронами и ионами и между электронами и фотонами соответственно. Подробнее о физико-математической модели и методах решения выписанных выше уравнений можно прочесть в монографии [10].

В программе «Атлант» используются три модели для уравнения состояния вещества: модель идеального газа, модель QEOS (quotidian equations of state) [11] и разработанная в Физическом институте им. П.Н.Лебедева модель [10, 12], основанная на теории, изложенной в монографии Зельдовича и Райзера [13] (далее будем обозначать эту модель ZRI, т. е. модель Зельдовича–Райзера с учетом кинетики ионизации).

Распространение лазерного излучения в плазме рассчитывается в приближении геометрической оптики. Лазерный пучок разбивается на дискретные лучи (ray tracing), причем энергия выделяется вдоль траектории луча в соответствии с обратным тормозным механизмом поглощения. Впервые применительно к расчетам лазерных мишеней этот подход был реализован в работе [14], а применительно к программе «Атлант» – в работе [15]. Поскольку в обсуждаемых нами экспериментах отраженная от плазмы энергия лазерного излучения не измерялась, в расчетах предполагалось, что лучи распространяются строго параллельно оси z , а энергия поглощается в первой лагранжевой ячейке, имеющей концентрацию электронов выше критической. В расчетах не учитывался перенос энергии излучением (двухтемпературная модель), т. к. в рассматриваемых задачах использовались вещества, состоящие из атомов с малым зарядом ядра (алюминий и полиэтилен).

3. Анализ экспериментальных данных с помощью двумерных расчетов

В экспериментах, выполненных ранее на иодном лазере PALS, облучались профилированные мишени из алюминия в виде «ступеньки» с нанесенным на нее тонким слоем полимерного материала. Излучение лазера было преобразовано в третью гармонику (длина волны 0.438 мкм). Энергия в импульсе изменялась в диапазоне 50–250 Дж. Временная форма импульса была гауссовой с полной шириной по полувысоте, равной 0.4 нс.

Алюминиевая мишень была сделана в виде «ступеньки»: верхний (по отношению к падающему излучению) слой толщиной $d_1 = 8$ мкм с нанесенным на него слоем полиэтилена толщиной $d_{\text{peth}} = 2$ мкм (эти два слоя обра-

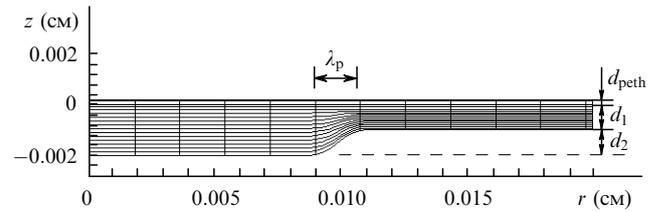


Рис.1. Начальная лагранжева сетка, использовавшаяся в расчетах ($d_{\text{peth}} = 2$ мкм, $d_1 = 8$ мкм, $d_2 = 8.5$ мкм, $\lambda_p = 20$ мкм). Лазерное излучение падает сверху.

зуют «подошву» мишени) и нижний слой толщиной $d_2 = 8.5$ мкм. Точность измерения скорости ударной волны составляла $\pm 5\%$. В экспериментах измерялась энергия лазерного импульса, введенная в камеру взаимодействия. Точность фокусировки лазерного излучения на мишень измерялась лишь перед каждой серией выстрелов, поэтому возможен разброс значений при оценке интенсивности лазерного излучения на мишени (в пределах $\pm 10\%$). Более подробное описание экспериментов и полученных результатов можно найти в работе [9].

В расчетах временная форма лазерного импульса задавалась в виде равнобедренного треугольника, вершины которого соответствовали моментам времени 0, 0.4 и 0.8 нс. Для предотвращения разрушения лагранжевой сетки ступенчатый профиль мишени был сглажен половиной синусоиды с полупериодом $\lambda_p = 20$ мкм, как показано на рис.1. Поперечный радиус расчетной области $R_0 = 200$ мкм. В расчетах менялась мощность излучения, при этом полагалось, что в поперечном сечении интенсивность была постоянной по радиусу. При заданной поглощенной лазерной энергии $E_{\text{las}}^{\text{abs}}$ и треугольной временной форме импульса максимальная интенсивность излучения $I_{\text{max}} = 2E_{\text{las}}^{\text{abs}} / (\pi R_f^2 \tau_{\text{las}})$, где R_f – радиус фокального пятна, а τ_{las} – длительность импульса.

Ниже приведены результаты расчетов при $R_f = R_0 = 200$ мкм. На рис.2 показаны результаты расчетов при энергии лазерного импульса 100 Дж. Распределение плотности, отображенное на рис.2,а, соответствует $t = 0.35$ нс (в расчете ударная волна выходит на внешнюю границу подошвы (первую границу) в момент времени $t_1 = 0.3257$ нс). Распределение плотности, отображенное на рис.2,б, соответствует $t = 0.55$ нс (момент выхода ударной волны на вершину ступеньки (вторую границу) $t_2 = 0.555$ нс). Зная эти два момента времени и толщину слоя, можно оценить в эксперименте скорость V_{sw} ударной волны, а затем с помощью соотношений Гюгонио [13] рассчитать другие параметры за ее фронтом. В нашем вычислительном эксперименте $V_{\text{sw}} = d_2 / (t_2 - t_1) = 37.07$ км/с.

Поскольку скорость разлета вещества после прихода ударной волны превышает скорость ударной волны в конденсированном веществе, то профиль ступеньки на рис.2,а и б имеет различный вид.

Для оценки влияния поперечного движения плазмы на скорость ударной волны в нижней части мишени был сделан квазиодномерный расчет* по программе «Атлант». Мишень состояла из двух областей: внешний слой полиэтилена с начальной толщиной 2 мкм ($0 < z < 2$ мкм) и слой алюминия толщиной $d = 16.5$ мкм (-16.5 мкм $< z < 0$). Ударная волна прошла через верхний слой к мо-

* Решалась одномерная задача по программе «Атлант», но с двумя ячейками в поперечном направлении, что уменьшало процессорное время расчета на порядок.

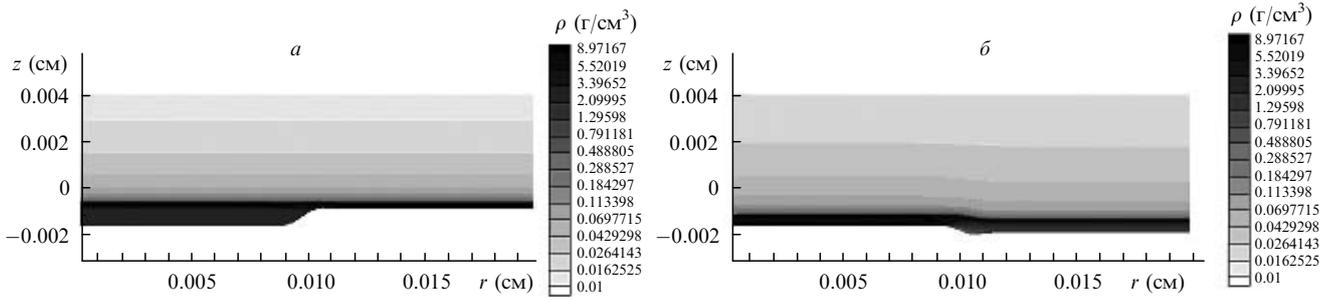


Рис.2. Пространственное распределение плотности плазмы в мишени в моменты времени $t = 0.35$ (а) и 0.55 нс (б); $E_{\text{las}}^{\text{abs}} = 100$ Дж. Лазерное излучение падает в противоположном оси z направлении.

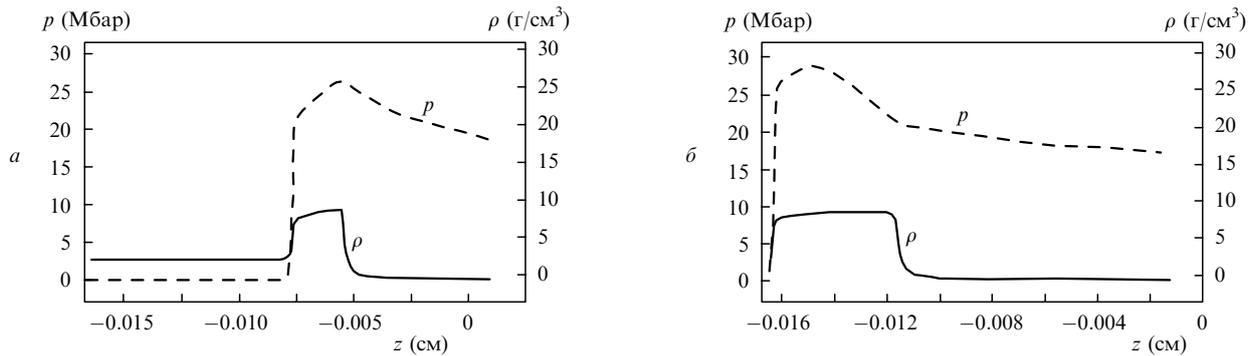


Рис.3. Профили плотности ρ и давления p в моменты времени $t_1 = 0.3226$ нс (фронт ударной волны достиг $z = -8$ мкм) (а) и $t_2 = 0.5576$ нс (фронт ударной волны достиг $z = -16.5$ мкм) (б); $E_{\text{las}}^{\text{abs}} = 100$ Дж.

менту времени $t_1 = 0.3226$ нс и достигла внешней границы нижнего слоя к моменту $t_2 = 0.5576$ нс. Эти результаты весьма близки к тем, которые были получены на профилированной мишени. На рис.3 показаны профили плотности и давления в различные моменты времени. Из представленных расчетов следует, что средняя скорость ударной волны, как и в двумерном случае, равна 37.1 км/с.

На рис.4 приведены профили плотности и давления вдоль оси z при $r = 0$ и 197.5 мкм, полученные в двумерном расчете при энергии $E_{\text{las}}^{\text{abs}} = 68$ Дж. В этом случае

ударная волна достигла первой границы в момент времени $t = 0.37$ нс, а второй границы – в момент $t = 0.619$ нс. На рис.4,а, б показаны профили давления и плотности в момент времени $t_1 = 0.4$ нс, а на рис.4,в, г – в момент $t_2 = 0.65$ нс.

Расстояние, которое проходит ударная волна в конденсированном веществе за время действия импульса значительно меньше поперечного размера расчетной области и зависит только от интенсивности при фиксированных остальных параметрах лазерного импульса. Поэтому дальнейшие расчеты были проведены для мише-

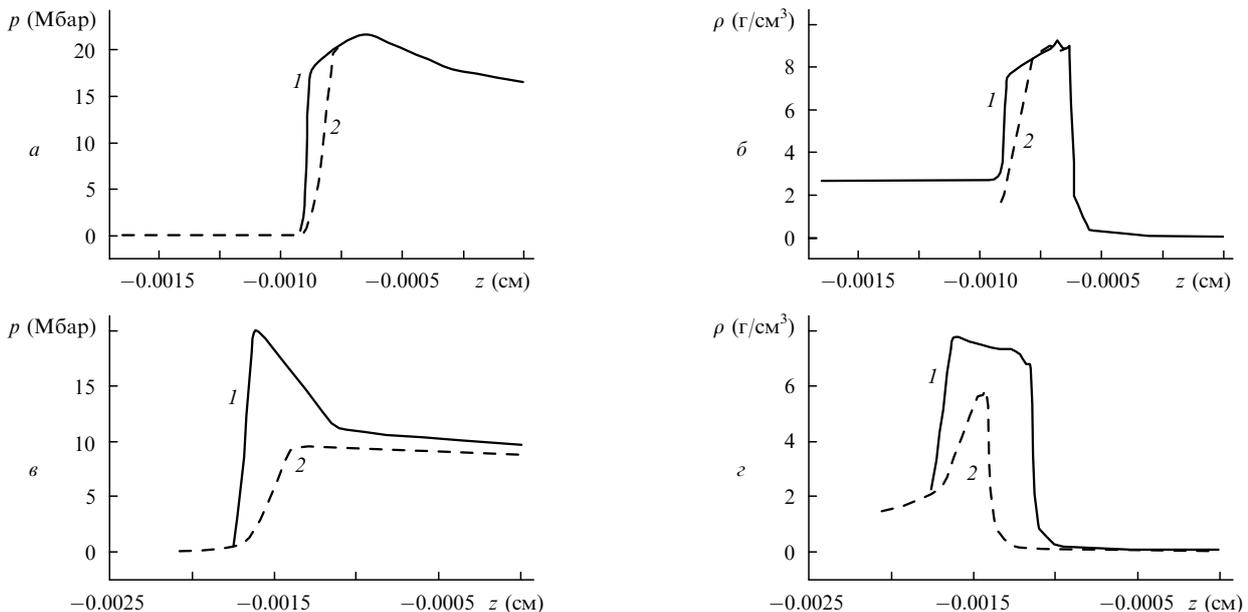


Рис.4. Распределения давления p (а, в) и плотности ρ (б, г) вдоль оси z вблизи нее при $r = 0$ (1) и у края мишени при $r = 197.5$ мкм (2), полученные в двумерном расчете, в моменты времени $t_1 = 0.4$ нс (а, б) и $t_2 = 0.65$ нс (в, г); $E_{\text{las}}^{\text{abs}} = 68$ Дж.

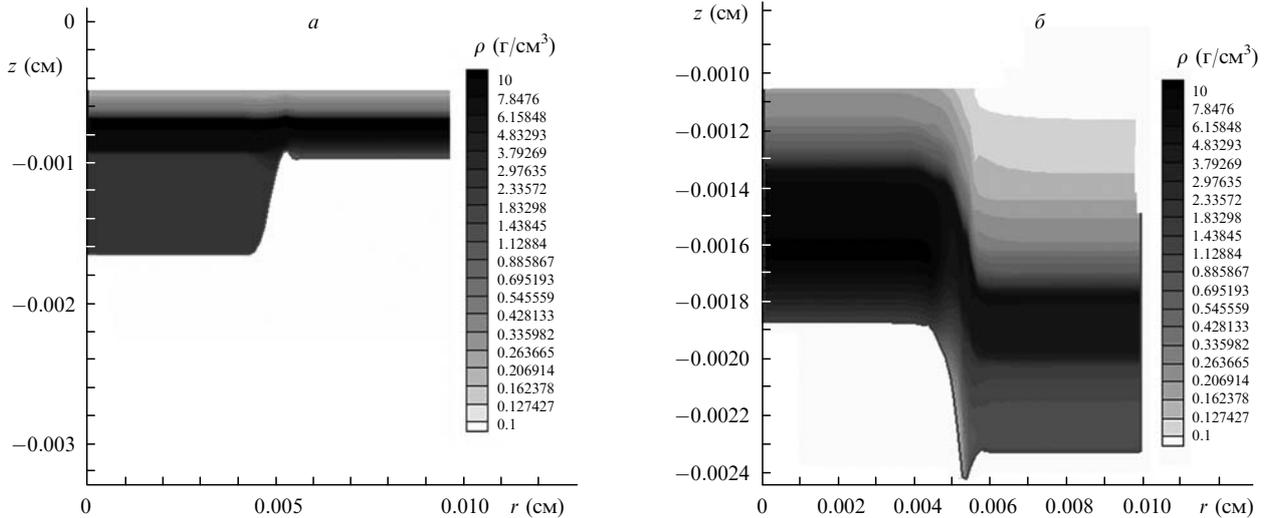


Рис.5. Результаты двумерного расчета распределения плотности для момента времени, когда ударная волна достигла первой границы ($t_1 = 0.274$ нс) (а) и второй границы ($t_2 = 0.467$) (б).

ней, поперечные размеры которых были уменьшены в два раза (что позволило сэкономить процессорное время и получить более наглядные результаты). Рисунок 5 иллюстрирует прохождение ударной волны в веществе со скоростью $V_{sw} = 44$ км/с при $I_{max} = 4 \times 10^{14}$ Вт/см².

На рис.6 приведены расчетные зависимости средних скоростей ударных волн V_{sw} от I_{max} , а также экспериментальные данные работы [9]. Видно, что расчетные данные лежат в среднем несколько выше, чем экспериментальные. Это связано с тем, что в экспериментах измерялась только энергия излучения, вошедшего в камеру, а энергия отраженного и рефрактированного излучения не регистрировалась. Возможно также некоторое влияние переизлучения плазмы, которое не учитывалось. По нашему мнению, эти потери составляли приблизительно 30%. Из рис.6 видно, что с учетом таких потерь расчетная кривая с хорошей точностью воспроизводит данные экспериментов.

Вторая серия расчетов была выполнена в квазиодномерном приближении. На основании этих расчетов получено соотношение подобия для описания зависимости максимального давления p_{max} в сжатом веществе от интенсивности I_{max} , длины волны λ и длительности лазерного импульса τ_{las} . В расчетах использовались алюминиевые мишени с толщинами $d = 20 - 60$ мкм без полимерного покрытия и профилирования.

На рис.7,а показана зависимость максимального дав-

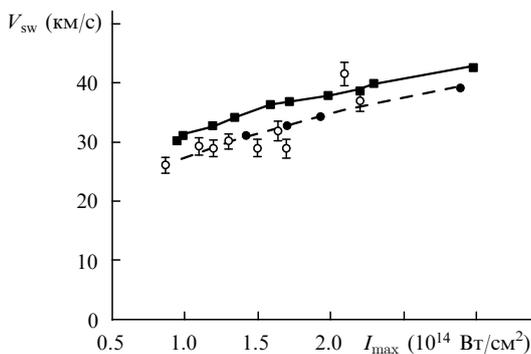


Рис.6. Зависимости средней скорости V_{sw} ударной волны от интенсивности I_{max} , полученные в расчетах без учета (■) и с учетом (●) потерь энергии, а также экспериментальные данные работы [9] (○).

ления p_{max} в конденсированном веществе в момент времени $t = 0.4$ нс от максимальной интенсивности лазерного импульса I_{max} (длина волны излучения третьей гармоникой иодного лазера $\lambda = 0.438$ мкм). На рис.7,б показана зависимость максимального давления p_{max} в конденсированном веществе в тот же момент времени от длины волны излучения ($\lambda = 0.438, 0.657$ и 1.314 мкм) при $I_{max} = 1.99 \times 10^{14}$ Вт/см². Следует отметить, что давление p_{max} изменяется как в пространстве, так и во времени. Более того, меняется во времени и само абляционное давление, порождающее сжатие и ударные волны. Эти вопросы мы обсудим ниже.

Ранее были представлены результаты расчетов, проведенных с использованием модели QEOS для уравнения состояния вещества. Мы уже говорили о том, что в про-

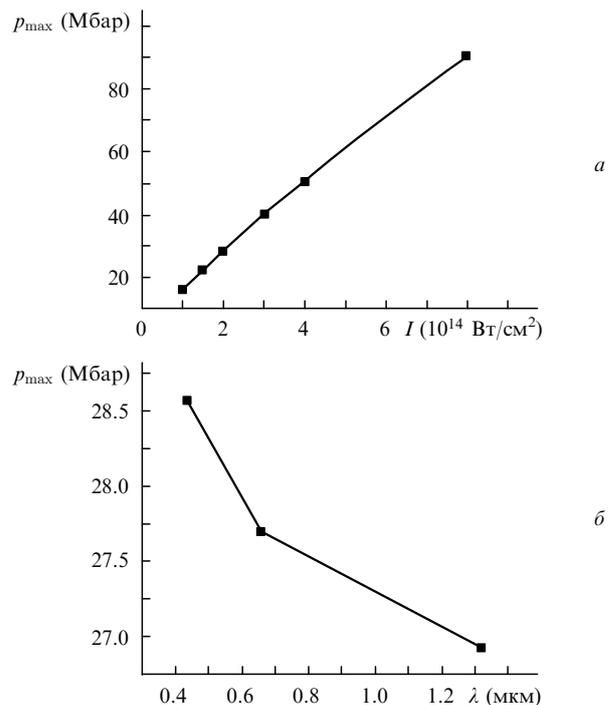


Рис.7. Зависимости максимального давления p_{max} в момент времени $t = 0.4$ нс от интенсивности I_{max} ($\lambda = 0.438$ мкм) (а) и от длины волны лазерного излучения ($I_{max} = 1.99 \times 10^{14}$ Вт/см²) (б).

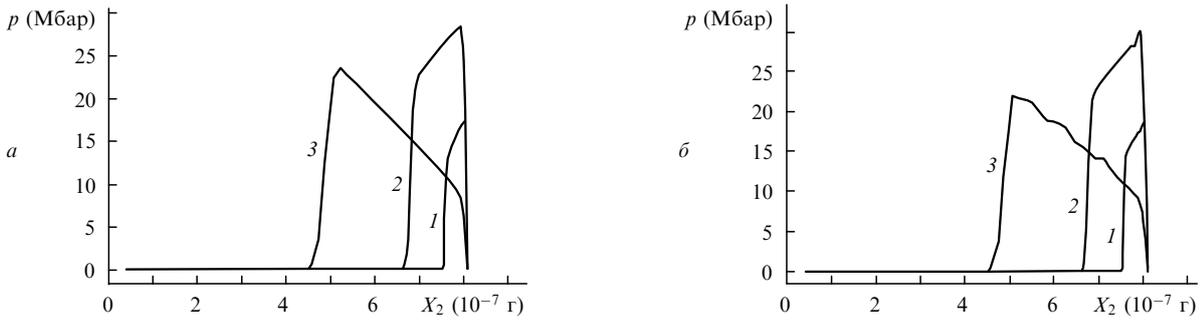


Рис.8. Распределения давления p как функции массовых координат в моменты времени $t_1 = 0.2$ (1), 0.4 (2) и 0.8 нс (3) для моделей QEOS (а) и ZRI (б).

грамме предусмотрены различные модели для уравнения состояния вещества: модели идеального газа с учетом и без учета кинетики ионизации, модель ZRI, а также модель QEOS. Ниже мы приведем результаты расчетов, выполненных с использованием двух наиболее развитых моделей – ZRI и QEOS. Модель ZRI заметно проще (по объему операторов в программе) и наглядней, а модель QEOS получила широкое распространение в зарубежных программах. Согласно модели ZRI, в каждой лагранжевой ячейке рассчитываются средний заряд ионов Z_i и их давление p_i , а также давление электронов p_e :

$$\frac{dZ_i}{dt} = Z_i(\varphi_i - \varphi_r - \varphi_{fr}),$$

$$p_i = p_{ti} + p_{el},$$

$$p_e = Z_i n_i T_e,$$

где $p_{ti} = n_i T_i$;

$$p_{el} = \rho_0 C_s^2 \begin{cases} (\rho/\rho_0)^\beta - 1, & \rho/\rho_0 \geq 0, \\ 0, & \rho/\rho_0 < 0; \end{cases}$$

$\rho = m_i n_i$; p_{ti} и p_{el} – тепловое и упругое давления ионов; m_i и n_i – масса и концентрация ионов; $\varphi_i, \varphi_r, \varphi_{fr}$ – скорости трехчастичной ионизации, трехчастичной рекомбинации и фоторекомбинации соответственно; ρ_0 и C_s – начальная плотность и скорость звука в конденсированном веществе при нормальных условиях; $\beta \approx 3 - 4$ – показатель степени, описывающий упругие свойства материи.

Еще одним достоинством модели ZRI является возможность описания разлетающейся плазмы, находящейся в неравновесном ионизационном состоянии (так называемый эффект закалки ионов).

На рис.8 показаны результаты расчетов распространения ударной волны вдоль оси z в конденсированном слое в различные моменты времени, выполненных с использованием моделей QEOS и ZRI. Расчеты проведены при максимальной интенсивности $I_{max} = 1.99 \times 10^{14}$ Вт/см² и длине волны лазерного излучения $\lambda = 0.438$ мкм, начальная толщина алюминиевого слоя $d = 60$ мкм. Для удобства сравнения (в том случае, если бы скорости движения ударной волны оказались разными в различных моделях) мы воспользовались массовыми координатами: $X_2 = \sum_{j=2}^n \Delta M_{2j}$, где ΔM_{2j} – массы лагранжевых ячеек, граничащих с осью z , а n – число ячеек, соответствующих координате X_2 .

Видно, что скорости и амплитуды ударных волн в обоих случаях близки. Так, в момент $t = 0.8$ нс максимальное давление $p_{max} = 23.5$ Мбар ($X_2 = 0.52 \times 10^{-6}$ г) для модели QEOS и 22.0 Мбар ($X_2 = 0.51 \times 10^{-6}$ г) для модели ZRI. Скачки плотности за фронтом ударной волны в обеих моделях были также близки по амплитуде. Наибольшее расхождение наблюдалось в значениях температур и средних зарядов ионов. На рис.9 приведены распределения зарядов ионов вдоль оси мишени для двух моделей.

Ниже представлены сводные таблицы результатов расчетов, выполненных с использованием разных моделей. Проведено сравнение этих результатов с приближенной формулой, полученной в нашей работе:

$$p_s^{max} = 28.56 \left(\frac{I_{max}}{1.99 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2} \right)^{0.83} \times \left(\frac{\lambda}{0.438 \text{ мкм}} \right)^{-0.056}, \quad (1)$$

где p_s^{max} взято в мегабарах. Следует отметить, что две

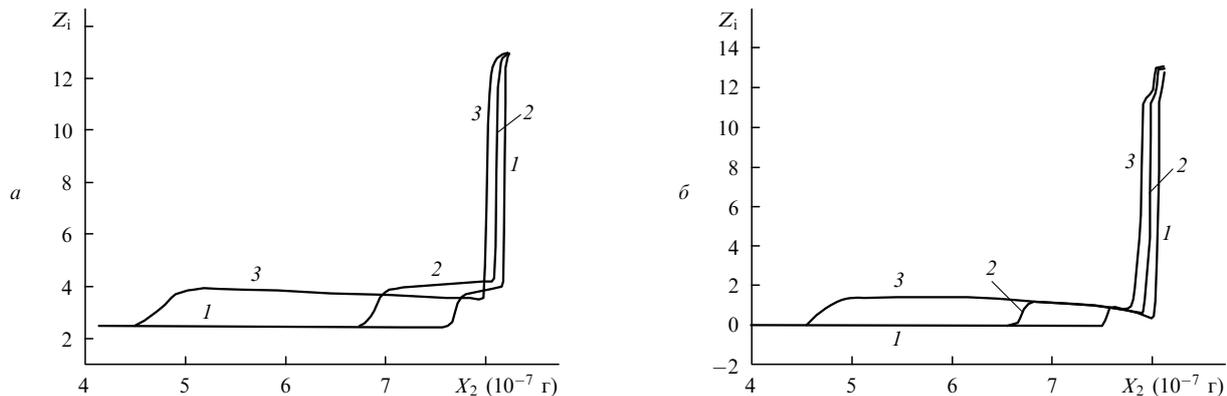


Рис.9. Распределения средних зарядов ионов вдоль оси мишени в моменты времени $t = 0.2$ (1), 0.4 (2) и 0.8 нс (3) для моделей QEOS (а) и ZRI (б).

модели дают близкие результаты, поэтому сделать выбор в пользу одной из них не представляется возможным. Можно лишь отметить, что модель ZRI – более простая и понятная.

В табл.1 приведены максимальные давления в момент времени 0.4 нс для $\lambda = 0.438$ мкм. Расчеты выполнены для различных максимальных интенсивностей при фиксированных остальных параметрах лазерного излучения. Видно, что в модели идеального газа для уравнения состояния вещества давления (и скорости) ударной волны завышены. Основная причина в том, что в этом случае не учитываются потери энергии на ионизацию вещества.

Табл.1.

I_{\max} (10^{14} Вт/см ²)	p_{IG}^{\max} (Мбар)	p_{QEOS}^{\max} (Мбар)	p_{ZRI}^{\max} (Мбар)	p_s^{\max} (Мбар)
0.995	24.0	16.06	15.8	16.06
1.49	28.2	22.5	23.8	23.34
1.99	35.4	28.56	30.5	28.56
2.985	49.6	39.98	39.1	39.98
3.98	62.3	50.76	46.5	50.77
7.96	110	90.25	94.2	90.25

Примечания: p_{IG}^{\max} , p_{QEOS}^{\max} и p_{ZRI}^{\max} – соответственно давления, полученные в модели идеального газа с постоянным зарядом ионов Z_i , в моделях QEOS и ZRI; p_s^{\max} – оценки по формуле (1).

В табл.2 представлены максимальные давления в конденсированном веществе для различных длин волн лазерного излучения и $I_{\max} = 1.99 \times 10^{14}$ Вт/см² в момент времени $t = 0.4$ нс.

Табл.2.

λ (мкм)	p_{cal}^{\max} (Мбар)	p_s^{\max} (Мбар)
0.438	28.56	28.56
0.655	27.72	27.99
0.876	27.35	27.58
1.31	26.85	27.03

Примечания: p_{cal}^{\max} – расчетные значения; p_s^{\max} – оценки по формуле (1).

Мы также исследовали зависимость максимального давления от длительности импульса. С этой целью была проведена серия расчетов для импульса, имеющего треугольную временную форму и длительность 8 нс (максимальная интенсивность соответствовала моменту времени $t = 4$ нс). Диапазон интенсивностей I_{\max} составлял $10^{13} - 5 \times 10^{14}$ Вт/см² ($\lambda = 0.438$ мкм), а толщина алюминиевого слоя $d = 200$ мкм. В табл.3 приведены результаты численных расчетов при длительностях импульса 0.8 и 8 нс. Давления p_s^{\max} рассчитаны по приближенной формуле, полученной на основе этих расчетов:

$$p_s^{\max} = 28.56 \left(\frac{I}{1.99 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2} \right)^{0.83} \times \left(\frac{\lambda}{0.438 \text{ мкм}} \right)^{-0.056} \left(\frac{\tau_{las}}{0.8 \text{ нс}} \right)^{-0.137}, \quad (2)$$

где p_s^{\max} взято в мегабарах.

Табл.3.

I_{\max} (10^{14} Вт/см ²)	p_{\max} (Мбар)		p_s^{\max} (Мбар)	
	$\tau_{las} = 0.8$ нс	$\tau_{las} = 8$ нс	$\tau_{las} = 0.8$ нс	$\tau_{las} = 8$ нс
0.2	–	3.234	4.24	3.09
1.49	22.5	16.37	22.46	16.38
1.99	28.56	20.83	28.56	20.83
3.98	50.76	36.38	50.77	37.03

Заметим, что с увеличением длительности импульса максимальное давление уменьшилось. В следующем разделе мы обсудим полученные результаты.

Расчеты, результаты которых представлены выше, были выполнены для алюминиевых мишеней. Вообще говоря, используемая в программе «Атлант» модель пригодна для любых материалов, состоящих из атомов с малым атомным номером A и зарядом ядра Z , т.е. с малым зарядом ионов. В этом случае лучистым переносом энергии можно пренебречь. Чтобы обобщить полученное соотношение подобия (2) были проведены расчеты для мишеней из бериллия ($Z = 4, A = 9$), графита ($Z = 6, A = 12$), кремния ($Z = 14, A = 28$) и меди ($Z = 29, A = 64$) при $I_{\max} = 1.99 \times 10^{14}$ Вт/см² и $\lambda = 0.438$ мкм. На основании этих расчетов соотношение (2) было дополнено:

$$p_s^{\max} = 28.56 \left(\frac{I_{\max}}{1.99 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2} \right)^{0.83} \times \left(\frac{\lambda}{0.438 \text{ мкм}} \right)^{-0.056} \left(\frac{\tau_{las}}{0.8 \text{ нс}} \right)^{-0.137} \left(\frac{Z}{13} \right)^{-0.11}, \quad (3)$$

где p_s^{\max} взято в мегабарах.

Давление за фронтом ударной волны p_s^{\max} и ее скорость V_{sw} связаны соотношением Гюгонно

$$V_{sw}^2 = \frac{\gamma + 1}{2} \left(\frac{p_s^{\max}}{\rho_0} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{p_0}{\rho_0} \right), \quad (4)$$

где p_0 и ρ_0 – начальное давление и плотность; γ – показатель адиабаты. Таким образом, формула (3) позволяет оценить скорость ударной волны. Следует иметь в виду, что интенсивность излучения меняется по мере облучения мишени. Более того, даже в случае постоянной интенсивности лазерного излучения давление будет меняться за счет формирования плазменной короны. На рис.10 приведены результаты расчетов для лазерного импульса, имеющего прямоугольную временную форму и интенсивность 1.99×10^{14} Вт/см². В поперечном сече-

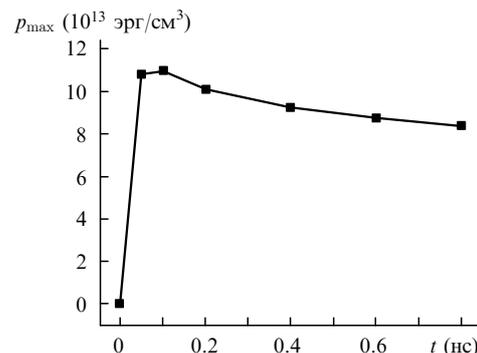


Рис.10. Зависимость максимального давления p_{\max} на фронте ударной волны от времени.

нии пучка интенсивность излучения была постоянной. Излучение падало на слой алюминия с начальной толщиной 60 мкм.

Таким образом, за исключением начальной стадии взаимодействия, давление уменьшается по мере испарения внешних слоев мишени и распространения ударной волны в глубь вещества. Следовательно, меняется и скорость V_{sw} , поэтому можно говорить лишь о средних скоростях, полученных в экспериментах с профилированной в виде ступеньки поверхностью мишени и в соответствующих численных расчетах.

4. Обсуждение результатов и выводы

Численные расчеты позволяют учитывать многообразие физических явлений, реализующихся в натуральных экспериментах. Полученные выше на основе численных расчетов соотношения физических параметров (1)–(3) имеют приближенный характер и справедливы лишь в определенном диапазоне параметров для соответствующей геометрии облучения мишени. Рассмотрим, например, вопрос о влиянии длительности импульса на параметры плазмы. Уже в [16] отмечалось, что абляционное давление уменьшается в процессе нагрева мишени даже при постоянной интенсивности лазерного излучения. Учет распределенного поглощения в плазме приводит к изменению зависимости абляционного давления от интенсивности, длины волны и размеров «короны» по сравнению с этой зависимостью в случае «дельтаобразного» поглощения, которое использовалось в ранних моделях [17–19]. Следует отметить, что для получения зависимостей абляционного давления и скорости испарения вещества от параметров лазерного излучения в отечественных работах применялась модель сферической стационарной короны. В плоском случае получить стационарные решения не удастся, а в нестационарную модель изотермической короны входит параметр $L = C_s t$. В экспериментах на установке PALS диаметр пятна фокусировки d_f составлял приблизительно 400 мкм, а длительность импульса равнялась 0.8 нс, т. е. $L \leq d_f$. При небольших энергиях лазерного излучения и интенсивности $\sim 10^{14} - 10^{15}$ Вт \times см $^{-2}$ диаметр пятна фокусировки может оказаться меньше L . Следовательно, для описания зависимости давления от параметров лазерного излучения необходимо учитывать реальную геометрию задачи.

Учет влияния неоднородности облучения мишени приводит к корректировке полученных соотношений. Чтобы убедиться в этом, была проведена новая серия двумерных расчетов с гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении, т. е. $I(r, t) = I_1(t)I_2(r)$, причем $I_2(r) \sim \exp[-(r/R_f)^2]$. Были выполнены расчеты для двух длин волн излучения – $\lambda = 0.438$ и 1.314 мкм. Лазерный импульс имел, как и раньше, временную форму равнобедренного треугольника, а его длительность равнялась 0.8 нс. Энергия импульса и радиус фокального пятна менялись так, чтобы сохранялось соотношение E_{las}/R_f^2 (т. е. сохранялась усредненная по фокальному пятну интенсивность излучения). Поперечный размер расчетной области $R_0 = 4R_f$. В табл.4 приведены максимальные давления на оси пучка в момент времени $t = 0.4$ нс. Давление в двумерных расчетах при гауссовом распределении интенсивности по радиусу пучка лишь асимптотически приближается к значениям, полученным в случае прямоугольного распределения интенсивности (рис. 11).

Табл.4.

E_{las} (Дж)	R_f (мкм)	p_{max} (Мбар)	
		$\lambda = 0.438$ мкм	$\lambda = 1.314$ мкм
6.25	50	18	8.6
100	200	23	15.8
400	400	26.6	21

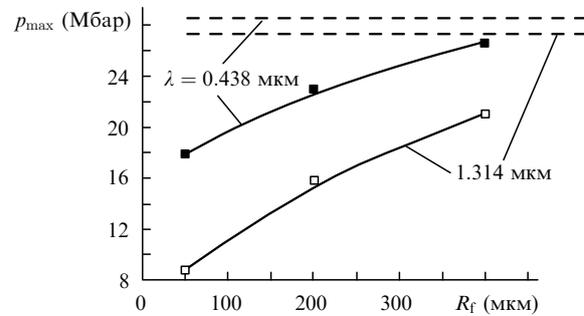


Рис. 11. Зависимости максимальных давлений на оси z при $t = 0.4$ нс, полученные в двумерных расчетах при условии, что $E_{las}/R_f^2 = const$, для длин волн лазерного излучения $\lambda = 0.438$ и 1.314 мкм. Штриховые линии соответствуют асимптотическим значениям, полученным в случае прямоугольного распределения интенсивности лазерного излучения.

Следует подчеркнуть, что при усредненной по фокальному пятну максимальной интенсивности $I_{max} = 2E_{las}/(\tau_{las}\pi R_f^2) = 1.99 \times 10^{14}$ Вт/см 2 давление на фронте ударной волны меньше, чем в одномерных расчетах (за счет поперечного распространения ударной волны), причем чем меньше радиус фокального пятна, тем этот эффект заметнее. Кроме того, при $\lambda = 1.314$ мкм расхождения результатов численных расчетов с одномерным соотношением подобия увеличиваются*.

На рис.12 показаны зависимости плотности плазмы от расстояния вдоль оси мишени и контуры плотности плазмы в факелах, образованных при облучении плоской алюминиевой мишени лазерным импульсом с гауссовым поперечным распределением интенсивности при $R_f = 50$ мкм, для длин волн 0.438 и 1.314 мкм. Видно, что распределения плотности в плазменном факеле существенно неоднородные, причем при $\lambda = 1.314$ мкм расстояние от поверхности с критической плотностью до границы испарения заметно больше радиуса пятна фокусировки R_f . Следовательно, влияние распространения ударной волны в направлении, перпендикулярном оси лазерного пучка, будет более существенным.

В заключение кратко сформулируем основные результаты работы:

1) результаты расчетов по программе «Атлант» удовлетворительно согласуются с учетом поправок на потери энергии с данными экспериментов, выполненных на установке PALS;

2) скорости ударных волн, давления и плотности за фронтом ударной волны, полученные с использованием двух различных моделей для уравнения состояния вещества (QEOS и ZRI), близки;

*Заметим, что в модели квазистационарной сферической короны зависимость абляционного давления p_a от длины волны имеет вид $p_a \sim \lambda^{-0.7}$ в случае «дельтаобразного» поглощения лазерного излучения и несколько слабее в случае обратного тормозного механизма поглощения [19]. В рассматриваемом случае $p_a \sim \lambda^{-0.056}$.

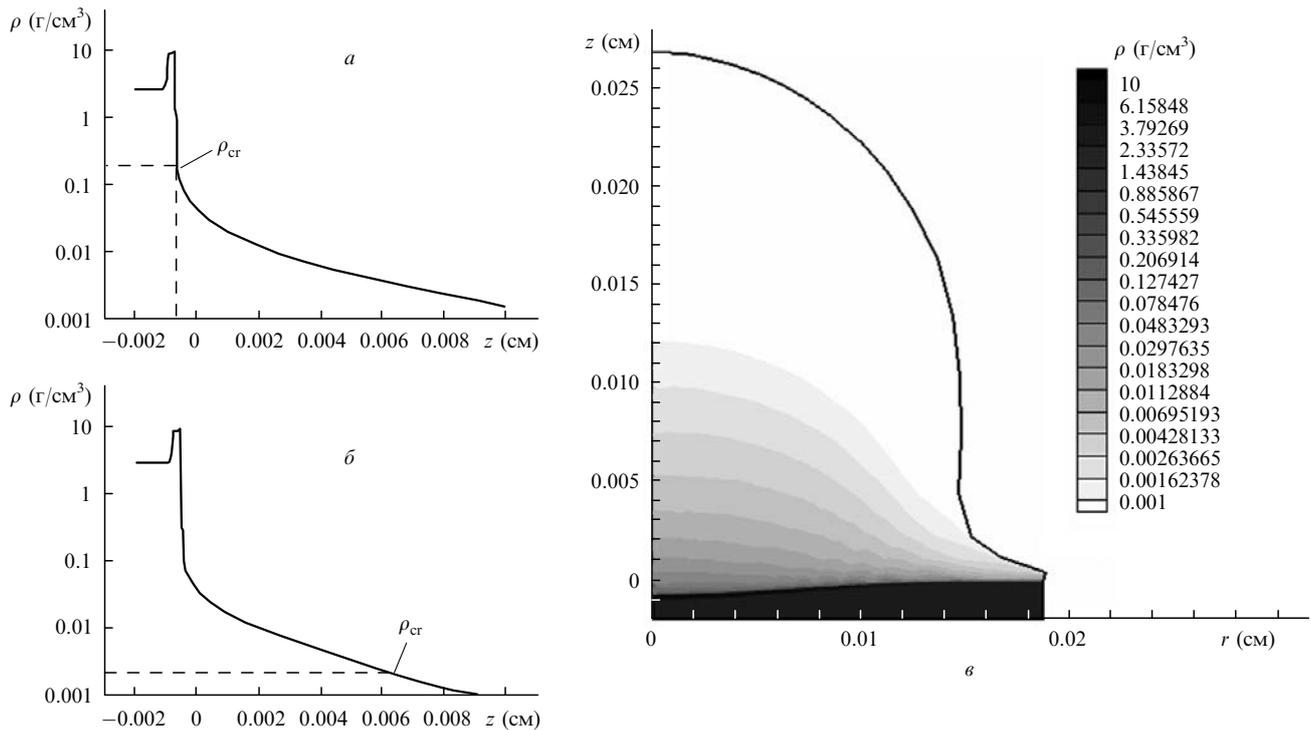


Рис.12. Результаты двумерных численных расчетов для момента времени $t = 0.4$ нс: распределения плотности ρ вдоль оси z при воздействии лазерного излучения с $\lambda = 0.438$ (а) и 1.314 мкм (б), а также двумерные контуры плотности плазмы при $\lambda = 0.438$ мкм (в) (ρ_{cr} – критическая плотность).

3) при облучении плоских мишеней зависимости давлений и скоростей ударной волны, распространяющейся в мишени, от параметров лазерного излучения (длина волны $0.35 - 1.3$ мкм, энергия $100 - 400$ Дж) существенно отличаются от соотношений подобия, полученных на основе представлений о стационарном сферическом разлете плазмы;

4) в экспериментах с плоскими мишенями давление в сжатом веществе зависит также от радиуса пятна фокусировки (или от энергии в импульсе при фиксированной интенсивности излучения), что объясняет расхождение экспериментальных соотношений подобия, полученных на разных установках при различных энергиях лазерного излучения;

5) при фиксированной поглощенной плотности энергии давление на фронте ударной волны слабо зависит от длины волны лазерного излучения в рассмотренной одномерной плоской геометрии. Эта зависимость существенно отличается от аналогичной зависимости, полученной при сферическом облучении мишени. Было бы целесообразно провести новую серию экспериментов со ступенчатой мишенью, но с использованием длин волн излучения 1.314 и 0.657 мкм (первая и вторая гармоники). Это позволило бы исследовать влияние процессов отражения излучения и переноса энергии «горячими» электронами на формирование абляционного давления и гидродинамический КПД мишени (отношение кинетической энергии неиспаренного вещества мишени к поглощенной энергии лазерного излучения). В пакете прикладных программ «Атлант» предусмотрен учет этих процессов [20].

1. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Крохин О.Н., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **71**, 594 (1976).
2. Fabbro R. et al. *Phys. Rev. A*, **26**, 2289 (1982); Fabbro R., Max C., Fabre E. *Phys. Fluids*, **28**, 2585 (1985).
3. Mora P. *Phys. Fluids*, **25**, 1051 (1982).
4. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **134**, 43 (1982).
5. *Диагностика плотной плазмы*. Под ред. Н.Г.Басова (М.: Наука, 1989).
6. Dahmani F., Kerdjia T. *Phys. Rev. A*, **44** (4), 267 (1991).
7. Вовченко В.В., Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю. *Докл. РАН*, **338**, 322 (1994).
8. Lindl J. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
9. Batani D., Stabile H., Ravasio N., et al. *Phys. Rev. E*, **68**, 067403 (2003).
10. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза* (М.: Физматлит, 2006).
11. More R.M. et al. *Phys. Fluids*, **31**, 3059 (1988).
12. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **134**, 10 (1982).
13. Зельдович Я.Б., Райзер М.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
14. Friedland L., Bernstein I.V. *Phys. Rev. A*, **21** (2), 666 (1980).
15. Искаков А.Б., Лебо И.Г., Попов И.П., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 1-2, 28 (1997).
16. Caruso A., Gratton R. *Plasma Phys.*, **10**, 867 (1968).
17. Гуськов С.Ю., Зверев В.В., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **10**, 802 (1983).
18. Meyer V., Thiell G. *Phys. Fluids*, **27**, 302 (1984).
19. Лимпоух И., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 11, 23 (1987).
20. Lebo I.G., Demchenko N.N., Iskakov A.B., et al. *Laser Part. Beams*, **22**, 267 (2004).