

Моделирование распространения тепловой волны в мишени в условиях облучения высокоинтенсивным р-поляризованным лазерным излучением*

В.Ю.Политов

В одномерном гидродинамическом приближении численно исследована эволюция плотной горячей плазмы, создаваемой мощным субпикосекундным лазерным импульсом, при поглощении энергии которого доминирующую роль играет резонансный механизм. Проведено сравнение параметров нагрева плазмы легких и тяжелых химических элементов. Сделан прогноз относительно возможности создания тонкого однородного плазменного слоя тяжелого вещества в экспериментах по облучению составных мишеней.

Ключевые слова: субпикосекундный лазерный импульс, тепловая волна, р-поляризация, резонансное поглощение.

1. Введение

Быстрый прогресс мощных лазерных систем, способных генерировать ультракороткие импульсы длительностью от долей до единиц пикосекунд с плотностями потока, достигающими и превышающими релятивистский предел 10^{18} – 10^{19} Вт/см², стимулирует расчетно-теоретические исследования в области взаимодействия столь высокоинтенсивного излучения с веществом. Интерес вызывают, прежде всего, процессы, приводящие к эффективному преобразованию энергии оптических квантов в потоки быстрых частиц и рентгеновского излучения.

Наиболее последовательный подход к моделированию совокупности этих сложных энергетических процессов основывается на математическом методе «частиц в ячейке» (PIC). Данный метод предполагает решение уравнений движения электронной и ионной компонент плазмы в самосогласованных электрическом и магнитном полях. Он позволяет в общем случае учесть реальную трехмерную геометрию эксперимента, неоднородность лазерного облучения, отсутствие максвелловского распределения частиц по скоростям и т.д. Однако программная реализация PIC-модели требует очень больших вычислительных ресурсов и не гарантирует от возникновения численных неустойчивостей, связанных с пространственным разделением электрических зарядов. Кинетический по своей природе, метод частиц не оптимален для описания термодинамических свойств плазмы в областях с высокой плотностью, где ведущую роль играют столкновения частиц, а не взаимодействия с полями.

Актуальность сохраняет также гидродинамическое направление моделирования интенсивных процессов в

лазерной плазме. С помощью гидродинамических моделей уже в простейшем приближении одномерной геометрии можно оценивать такие важные характеристики этой плазмы, как разлетный профиль плотности, скорость и глубина проникновения тепловой волны в твердотельную область, кратность ионизации. При этом вычислительные затраты оказываются неизмеримо меньшими, чем при использовании PIC-кодов.

В настоящей работе приводится вариант подобной гидродинамической модели, ориентированной прежде всего на описание взаимодействия с лазерной мишенью р-поляризованного излучения, падающего на мишень под некоторым углом к ее нормали. Специфика такого облучения приводит к необходимости учета волны электрического заряда в плазме, ее влияния на укручение разлетного профиля плотности вследствие действия пондеромоторной силы и трансформации части энергии лазерного импульса в быстрые электроны (резонансное поглощение).

Принимая во внимание все эти явления, проведено численное исследование глубины прогрева мишени в зависимости от ее химического состава в условиях облучения, типичных для экспериментов на мощной пикосекундной установке СОКОЛ-П [1].

2. Модель взаимодействия р-поляризованного излучения с веществом

Гидродинамическое описание взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с веществом основывается на совместном решении электродинамических уравнений для компонент лазерного поля, а также уравнений движения и теплопереноса для образующейся при поглощении энергии поля плазмы. Конкретная форма записи этих уравнений зависит от ряда предположений, касающихся геометрии облучения лазерной мишени, интенсивности излучения, типа поляризации, способа учета в энергобалансе плазмы процессов ионизации атомных оболочек, переноса рентгеновских квантов и т.д. В качестве примеров реализации подобных гидродинамических моделей можно привести работы [2, 3], посвященные описанию динамики плазмы сферических ЛТС-мишеней и двурного разлета плоских фольг в интенсивном лазер-

*Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

В.Ю.Политов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр» – ВНИИТФ им. Е.И.Забабихина, Россия, Челябинская обл., 456770 Снежинск, ул. Васильева, 13; e-mail: v_politov@mail.ru

Поступила в редакцию 15 октября 2012 г., после доработки – 23 декабря 2012 г.

ном поле с учетом резонансного механизма поглощения световой энергии.

Не вдаваясь в сложности многомерного поведения плазменной среды, ограничимся приближением плоского облучения, когда падающий на мишень (в общем случае наклонно) лазерный пучок фокусируется в однородное пятно, диаметр которого много больше толщины мишени. Если излучение имеет р-поляризацию, то его поле характеризуется двумя электрическими составляющими, $\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$, одна из которых ориентирована вдоль нормали к пятну фокусировки, другая – в его плоскости (х- и у-направления), а также магнитным полем $\mathbf{H} = (0, 0, H_z)$, ортогональным вектору \mathbf{E} . Поскольку фронт импульса считается плоским, то все компоненты поля и связанные с ними токи имеют вид волн с частотой лазерного излучения ω_0 , бегущих в у-направлении:

$$E_x, E_y, H_z \sim [E_x(x), E_y(x), H_z(x)] \exp(ik_0 y \sin \theta_0 - i\omega_0 t), \quad (1)$$

где $k_0 = \omega_0/c$ – вакуумное волновое число; θ_0 – угол падения излучения на мишень относительно нормали; c – скорость света. Из этого выражения следует, что плотность поглощаемой в мишени лазерной энергии $Q_E \sim |\mathbf{E}|^2$ зависит только от х-координаты. Таким образом, разумно считать, что во время облучения все гидродинамические процессы в веществе мишени, включая распространение тепла из области поглощения, происходят одномерным образом в направлении, нормальном к плоскости фокусировки. Эффектами боковой разгрузки нагретой плазмы на границах области облучения пренебрегают. Такая постановка с успехом применяется при моделировании экспериментов в широком диапазоне пиковых интенсивностей лазерного импульса $I_0 \leq 10^{17}$ Вт/см² (в основном s-поляризованного), когда можно пренебречь эффектом светового давления (см., напр., [4–6]).

2.1. Электродинамические уравнения

Для вывода уравнений, описывающих пространственные распределения амплитуд $E_x(x)$, $E_y(x)$, $H_z(x)$ (в дальнейшем аргумент x будет опускаться) монохроматического р-поляризованного электромагнитного поля с осциллирующей временной зависимостью $\sim \exp(-i\omega_0 t)$, исходим из общих уравнений Максвелла в частотном представлении:

$$\text{rot} \mathbf{E} = i \frac{\omega_0}{c} \mathbf{H}, \quad (2)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} - i \frac{\omega_0}{c} \mathbf{E},$$

где $\mathbf{j} = (j_x, j_y, 0)$ – плотность полного электрического тока, являющегося суперпозицией токов поляризации и проводимости.

Чтобы конкретизировать данные соотношения, необходимо выразить токи j_x, j_y через напряженности электрических составляющих E_x, E_y . В модели сплошной среды это осуществляется посредством тензора комплексной диэлектрической проницаемости, который в выбранной одномерной геометрии характеризуется диагональными компонентами ϵ_x, ϵ_y . Различие между этими компонентами определяется разным характером энергетического обмена между полем и веществом мишени в х- и у-направлениях. В плоскости мишени составляющая поля E_y

вызывает вынужденные колебания электронов, энергия которых диссипирует только при столкновениях с частицами образующейся плазмы. В нормальном направлении поле E_x генерирует плазменную волну, приводящую к макроскопическому разделению зарядов. В этом случае диссипация энергии электронных колебаний происходит за счет как межчастичных взаимодействий, так и бесстолкновительного механизма, приводящего к генерации быстрых электронов. В сильных полях частота бесстолкновительной диссипации, имеющая смысл частоты затухания Ландау ν_L , может превышать частоту столкновительных процессов для тепловых электронов ν_T . Кроме того, из-за разделения зарядов возникает дополнительный тепловой вклад j_T в ток проводимости [7], стремящийся уменьшить это разделение, что в свою очередь приводит к ограничению абсолютной величины плазменного поля и к его частичному «выносу» из области поглощения лазерного импульса в вакуумную область. Таким образом, токи вдоль у- и х-направлений можно представить в виде

$$j_y = -i\omega_0 \frac{\epsilon_y - 1}{4\pi} E_y, \quad j_x = -i\omega_0 \frac{\epsilon_x - 1}{4\pi} E_x + j_T. \quad (3)$$

Строгое определение компонент диэлектрического тензора для плазмы с резкими градиентами плотности, приводящими к пространственной дисперсии, анизотропии и размытости спектра плазменных волн, является отдельной сложной математической проблемой, решение которой требует применения методов многогрупповой кинетической теории. Поэтому, ориентируясь на описание гидродинамического поведения вещества мишени, эволюционирующего от холодного до сильно нагретого и высокоионизованного состояния, разумно использовать простое широкодиапазонное феноменологическое выражение:

$$\epsilon_{x,y} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + \nu_{x,y}^2} + i \frac{\nu_{x,y}}{\omega_0} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + \nu_{x,y}^2}, \quad (4)$$

где $\nu_y = \nu_T$; $\nu_x = \nu_T + \nu_L$. Эффект плазменных волн данное выражение учитывает посредством одного, феноменологического по сути, параметра ν_L/ω_0 . По форме оно совпадает с формулой Друде для металлов и с неплохой точностью воспроизводит долю поглощаемой в мишени оптической энергии при выполнении условия $\nu_L \ll \nu_T$ [5, 6]. Входящая в (4) величина ω_p представляет собой частоту плазменных колебаний, определяемую, как и в работе [8], с поправкой на утяжеление массы электрона m_e в лазерном поле с интенсивностью, превышающей релятивистский порог, $I_{\text{rel}} [\text{Вт/см}^2] = 1.23 \times 10^{18}/\lambda_0^2$ [мкм]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 Z_p \rho}{mM}}, \quad (5)$$

где

$$m = m_e \sqrt{1 + \frac{c|\mathbf{E}|^2 \varphi(t)}{8\pi I_{\text{rel}}}};$$

e – заряд электрона; Z_p, M – средний заряд и масса ионов мишени; ρ – плотность плазмы; $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ – длина волны облучения; $\varphi(t)$ – временная функция лазерного импульса, задаваемая в виде треугольника, максимальное значение которой равно 1 в момент времени, совпадающий с длительностью импульса.

Связь тока j_T с полем E_x находится в рамках изложенного в монографии [9] наглядного аналитического рас-

смотрения одномерных осцилляций электронов, нагретых до температуры T_e под действием данного поля и градиента собственного давления. В гидродинамическом приближении оказывается, что этот ток пропорционален градиенту концентрации той части электронов, которые создают нескомпенсированный ионами заряд плазмы: $j_T \sim \partial n_e / \partial x$. Концентрация электронов находится из решения одномерного уравнения Пуассона $\partial E_x / \partial x = -4\pi e n_e(x)$. Решение уравнения осцилляционного движения в указанных предположениях и исключение из него концентрации $n_e(x)$ дает окончательный результат:

$$j_T = -i\omega_0 \frac{\beta}{4\pi k_0^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2}, \quad (6)$$

где

$$\beta = \frac{\beta_T}{1 + i\nu_x/\omega_0}; \quad \beta_T = \frac{3T_e}{m_e c^2}.$$

Одновременно при таком подходе получим оценку частоты бесстолкновительного затухания плазменной волны

$$\frac{\nu_L}{\omega_0} \sim \left(\frac{\beta_T}{k_0^2 L^2} \right)^{1/3}, \quad (7)$$

имеющую правильные асимптотические пределы: $\nu_L \rightarrow 0$ в холодном веществе ($T_e \rightarrow 0$) и $\nu_L \rightarrow \infty$ при стремящейся к нулю длине плазменной неоднородности L (ступенчатая граница между вакуумом и плазмой).

Подстановка волновых зависимостей (1) и соотношений (3), (6) в векторные уравнения Максвелла приводит к системе трех взаимосвязанных скалярных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\beta}{k_0^2} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \varepsilon_x E_x &= -\sin \theta_0 H_z, \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_x - \sin^2 \theta_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) + k_0^2 E_y \varepsilon_y &= i \frac{\partial}{k_0 \partial x} \left(\frac{\beta \sin \theta_0}{\varepsilon_x - \sin^2 \theta_0} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} \right), \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon_y} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + k_0^2 H_z \left(1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\varepsilon_x} \right) &= \frac{\beta \sin \theta_0}{\varepsilon_x} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты в этих уравнениях зависят от состояния материальной среды через параметры ε_x , ε_y и β . Влияние фактора β , который по абсолютной величине всегда много меньше единицы, сказывается только в узкой пространственной области вблизи точки отражения поля, где обращаются в ноль реальные части компонент диэлектрического тензора и где велика производная $\partial^2 E_x / \partial x^2$.

Необходимо определить граничные условия для системы (8). Изначально считается, что лазерное излучение в вакууме имеет вид плоской бегущей волны

$$E_0 \exp[-i\omega_0 t + ik_0(\cos \theta_0 x + \sin \theta_0 y)],$$

падающей на мишень слева направо под углом θ_0 к нормали; $E_0 = [8\pi I_0 \varphi(t)/c]^{1/2}$ – амплитуда этой волны. Тогда все составляющие суммарного поля слева от мишени, складывающегося из падающих и отраженных волн, должны удовлетворять в некоторой вакуумной точке x_1 следующим соотношениям:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + ik_0 \cos \theta_0 \mathbf{E} \right) \Big|_{x_1} = 2ik_0 E_0 \exp(ik_0 \cos \theta_0 x_1) \times$$

$$\times \cos \theta_0 \sin \theta_0, \cos^2 \theta_0, 0, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + ik_0 \cos \theta_0 H_z \right) \Big|_{x_1} = 2ik_0 E_0 \exp(ik_0 \cos \theta_0 x_1) \cos \theta_0.$$

На тыльной стороне достаточно толстой мишени поле можно полагать равным нулю.

2.2. Уравнения нагрева и движения плазмы

Генерация токов мощным лазерным импульсом в приповерхностном слое облучаемого вещества приводит к быстрому переходу этого вещества в плазменное состояние, а также к формированию на границе с вакуумом потока быстрых электронов. Такие высокоэнергетичные электроны практически мгновенно распространяются далеко в глубь мишени, поскольку величина свободного пробега у них намного больше, чем у тепловых электронов. Компенсация уносимого ими заряда происходит посредством обратных токов, плотность энергии которых пренебрежимо мала по сравнению с плотностью поглощаемой энергии импульса. Таким образом, быстрые электроны в модели учитываются только как фактор, снижающий скорость нагрева приповерхностной плазмы.

Непосредственное воздействие лазерного излучения на эту плазму описывается с помощью системы гидродинамических уравнений, подразделяющейся для удобства численной реализации на две группы: тепловые уравнения и уравнения движения. В предельном случае очень короткого облучения (десятки фемтосекунд) плазму из-за инертности ионов можно вообще считать неподвижной. Однако при длительности импульсов в доли и единицы пикосекунд пренебречь движением уже нельзя. На таких временах начинается размытие изначально ступенчатого профиля плотности мишени, что может существенно повлиять на процесс поглощения энергии импульса.

Тепловые уравнения записываются относительно температур T_e , T_i электронной и ионной подсистем плазмы совместно с дополнительным уравнением, описывающим эволюцию среднего заряда составляющих ее ионов Z_p , который при субпикосекундном нагреве может заметно отличаться от равновесной величины $Z_{p,eq}$ (особенно для тяжелых веществ):

$$\begin{aligned} C_{V_e} \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + V \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) &= Q_E - (P_e + P_V) \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial q_T}{\partial x} - Q_{ei} - Q_{ion}, \\ C_{V_i} \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + V \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) &= Q_{ei} - P_i \frac{\partial V}{\partial x}, \\ \frac{\partial Z_p}{\partial t} + V \frac{\partial Z_p}{\partial x} &= J \left(1 - \frac{Z_p}{Z_{p,eq}} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь Q_E , Q_{ion} , Q_{ei} – удельные (на единицу объема вещества) мощности теплового поглощения лазерных квантов, ионизации атомов мишени и электрон-ионного обмена; q_T – плотность теплового потока; C_{V_e} , C_{V_i} , P_e , P_i – удельные теплоемкости и давления электронной и ионной подсистем; P_V – искусственная квадратичная вязкость вещества, определяемая профилем скорости гидродинамического движения $V(x)$ [10]; J – скорость ударной ионизации. Отметим, что энергетическими потерями на собственное излучение нагретого слоя пренебрегаем, поскольку считается, что в твердотельной плазме столкновения частиц доминируют над фотопроцессами. Конечно,

при релятивистских лазерных интенсивностях $I_0 > 10^{18}$ Вт/см², соответствующих большому ($T_e > 1$ кэВ) температурам нагрева, данное предположение не очевидно и требует отдельного исследования. Пренебрегаем также потоком ионной теплопроводности.

Выражения для теплоемкостей, давлений, обменного члена и электронного потока берутся из работы [6]:

$$P_e = \frac{Z_p \rho}{M} T_e, \quad P_i = \frac{\rho}{M} T_i, \tag{11}$$

$$C_{Ve} = \frac{3Z_p \rho}{2M} \frac{T_e}{T_e + 3T_F/\pi^2}, \quad C_{Vi} = \frac{3\rho}{2M},$$

$$Q_{ei} = 3Z_p \frac{m_e \rho}{M^2} v_T (T_e - T_i), \tag{12}$$

$$q_T = -\frac{128}{3\pi} \frac{Z_p \rho T_e}{M m_e v_T} \frac{\partial T}{\partial x}.$$

При этом ионы независимо от плотности и температуры рассматриваются как идеальный газ. Для электронов же в холодных частях мишени с температурой не выше фермиевского значения T_F учитывается влияние на C_{Ve} эффекта вырождения. Частота электрон-ионных столкновений, входящая в определение энергетических величин Q_E , Q_{ei} , q_T , также корректируется в зависимости от температурного диапазона. При $T_e \rightarrow \infty$ частота ν_T определяется по формуле теории Спитцера [11], а при $T_e \rightarrow 0$ оценивается исходя из представлений об электрон-фононных взаимодействиях [12]:

$$\nu_T = \begin{cases} \frac{4\sqrt{2} e^4}{3M\sqrt{m_e}} \frac{Z_p \rho}{T_e^{3/2}} \Lambda_e, & T_e > T_F, \\ \frac{T_i}{\hbar} \left(1 + \frac{T_e^2}{T_F T_i}\right), & T_e \leq T_F, \end{cases} \tag{13}$$

где \hbar – постоянная Планка;

$$\Lambda_e = \ln\left(1 + 9 \frac{M T_e^3}{4\pi \rho Z_p^3 e^6}\right)$$

– кулоновский логарифм для слабо неидеальной плазмы.

Остановимся отдельно на выражениях для членов, ответственных за поглощение энергии лазерного импульса и ионизацию плазмы. С использованием комплексных частей компонент тензора диэлектрической проницаемости (4) мощность поглощения имеет вид суммы вкладов, порождаемых полями E_x , E_y :

$$Q_E = I_0 \varphi(t) k_0 \omega_p^2 \frac{\nu_T}{\omega_0} \left(\frac{|E_y/E_0|^2}{\omega_0^2 + \nu_T^2} + \frac{|E_x/E_0|^2}{\omega_0^2 + (\nu_T + \nu_L)^2} \right). \tag{14}$$

Расчеты показывают, что, невзирая на эффект выноса плазменной волны в область вакуума (малоплотного вещества) и отдачу основной части энергии быстрым электронам, ее вклад в величину Q_E может быть доминирующим.

Формула для ионизационных потерь следует из уравнения эволюции среднего ионного заряда и определения удельной внутренней энергии тепловых электронов в пределе идеального газа (без учета низкотемпературного вырождения) $W_e = \rho(1.5Z_p T_e + U(Z_p))/M$:

$$Q_{ion} = J \frac{\rho}{M} \left(1 - \frac{Z_p}{Z_{p,eq}}\right) \left(U(Z_p) + \frac{3}{2} T_e\right), \tag{15}$$

где $U(Z_p)$ – энергия, необходимая для отрыва от атома мишени Z_p -связанных электронов. Расчет этой энергии для произвольного химического элемента проводится по алгоритму кусочно-линейной интерполяции [13] между потенциалами ионизации U_k основных состояний ионов всех k -х целочисленных кратностей – от нейтрального атома до полностью ионизованного состояния с зарядом ядра элемента $Z_p = Z_0$. Сами дискретные потенциалы U_k находятся с помощью спектроскопических программ типа [14] в приближении Хартри–Фока–Слэтера.

На основании функциональной зависимости $U(Z_p)$ и при известных термодинамических параметрах плазмы оценивается также скорость ударной ионизации по полуэмпирической формуле Ситона [15]:

$$J = \frac{4\sqrt{\pi} c a_B^2}{137M} N(Z_p) \rho Z_p \frac{Ry^{3/2}}{\sqrt{T_e} U(Z_p)} \exp\left(-\frac{U(Z_p)}{T_e}\right), \tag{16}$$

где $Ry = 0.0136$ кэВ; a_B – боровский радиус; $N(Z_p)$ – среднее число эквивалентных ионизуемых электронов на основном уровне ионов с зарядом $\sim Z_p$. Число N находится, как и средний потенциал ионизации, по интерполяционному алгоритму. Добавим, что корректирующий скорость J в ионизационных уравнениях множитель $1 - Z_p/Z_{p,eq}$ учитывает процесс трехчастичной рекомбинации, который наиболее заметно проявляется на стадии разлета и остывания плазмы после окончания лазерного воздействия. Входящая в этот множитель величина равновесного заряда $Z_{p,eq}$ находится по модели Саха [16].

Механизм ударной ионизации определяет эволюцию среднего заряда ионов плазмы в закритической области высоких плотностей и, как следствие, влияет на скорость распространения тепловой волны в глубь мишени. Но в докритической области эффективность этого процесса резко падает (уменьшается величина J), и на ионный состав плазмы заметное влияние начинает оказывать туннельная ионизация атомных оболочек электрическим полем лазерной волны, учитываемая так же, как и в работе [12]. Внешнее поле с напряженностью $|E|$ понижает потенциальный барьер, препятствующий переходу связанных электронов в свободное состояние, на величину $\Phi \sim 2e \times (eZ_p |E|)^{1/2}$, на основании чего считается, что все электроны с оболочек, для которых $U_k < \Phi$, мгновенно ионизируются. Это предположение приводит к неявному выражению для Z_p в заданном внешнем поле:

$$Z_p \sim \frac{U^2(Z_p)}{4e^2 \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2}}. \tag{17}$$

Перейдем далее к формулировке уравнений движения плазмы. Первое из них является стандартным уравнением непрерывности, связывающим в дифференциальной форме только гидродинамические параметры ρ и V , второе – отражает закон сохранения импульса и может иметь различные представления. При выборе конкретного представления мы ориентируемся прежде всего на специфику взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с твердотельным веществом. Для релятивистских значений интенсивности $I_0 \geq I_{rel}$ пондеромоторное давление P_E в области поглощения может превышать полное материальное давление $P = P_e + P_i + P_V$ и препятствовать разлету нагреваемой плазмы, поддерживая на облучаемой границе очень резкий градиент плотности. Чтобы минимизировать влияние этого градиента на точность чис-

ленного решения, принимая во внимание, что в высокотемпературной плазме все типы давления линейно зависят от ρ , уравнение для импульса плазменной среды удобно преобразовать к виду, содержащему лишь слабую логарифмическую функцию плотности. Окончательно уравнения движения представляются следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho V), \quad (18)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{V^2}{2} + \frac{P}{\rho} + \frac{P_E}{\rho} \right) - \frac{P}{\rho} \frac{\partial \ln \rho}{\partial x},$$

где для пондеромоторного давления используется выражение [12]

$$P_E = \frac{e^2 Z_p \rho}{4m_e M \omega_0^2} (E_x^2 + |E_y|^2). \quad (19)$$

Релятивистским утяжелением массы электрона в данном выражении пренебрегается.

2.3. Численная реализация модели

Численное интегрирование уравнений модели по времени с момента начала облучения осуществляется в три этапа на единой неподвижной эйлеровой сетке. На первом этапе при известных с предыдущего временного шага термодинамических параметрах плазмы методом прогонки решаются стационарные полевые уравнения. Уравнение теплопереноса для электронов решается совместно с уравнениями нагрева и ионизации ионов по неявной схеме второго порядка по пространству и первого порядка точности по времени с использованием найденных распределений электрических полей $E_x(x)$, $E_y(x)$. При этом применяется метод полной линеаризации с использованием итераций Ньютона по электронной температуре, число которых регулируется установленным критерием сходимости. На последнем этапе по явной схеме вычисляются новые значения плотности и скорости гидродинамического движения плазмы, причем скорость определяется в середине интервалов пространственной сетки. Величина временного шага выбирается по адаптивному алгоритму, контролирующему максимально допустимые на шаге изменения T_e в пределах счетной области.

С учетом эффекта сильного пондеромоторного давления аккуратное воспроизведение практически ступенчатого профиля плотности плазмы в процессе решения уравнений модели приводит к генерации очень мелкого временного шага – не более $(2-3) \times 10^{-4}$ пс. В итоге на временной интервал, примерно равный длительности пикосекундного импульса, приходится $\sim 10^4$ шагов. Достаточно мелкой должна быть также пространственная сетка, особенно в области поглощения импульса. Экспериментально установлено, что чувствительность результатов расчета к пространственной дискретизации становится незначительной, если интервал Δx в этой области не превышает $(2-5) \times 10^{-3}$ мкм. Чтобы размеры сетки (а значит и время счета задачи) не были чересчур большими, используется алгоритм укрупнения сеточных интервалов до величин порядка таковых в вакуумной области и в области распространения тепловой волны по холодному веществу. Характерное число пространственных узлов для мишени толщиной несколько микрометров составляет 500–1000. Координата $x = 0$ соответствует внешней границе вещества в начальном (холодном) состоянии.

3. Тестирование модели

Тестирование изложенной модели проводилось с использованием результатов экспериментов, считающихся эталонными, по облучению твердотельных мишеней из различных металлов ультракороткими импульсами [17, 18] при умеренных интенсивностях ($I_0 < 10^{16}$ Вт/см²). В этих экспериментах коэффициенты отражения лазерных квантов от образующейся плазмы измерялись в зависимости от угла облучения θ_0 и величины I_0 . Качество изготовления мишеней (полировка поверхностей) позволило свести практически на нет диффузное рассеяние. В результате почти вся энергия отраженного излучения регистрировалась в направлении, зеркальном по отношению к направлению облучения. Такое отражение соответствует граничным условиям для электромагнитных полей (9) и должно адекватно описываться одномерной гидродинамической моделью.

Математическое определение долей поглощенной и отраженной энергии может быть проведено на основе системы уравнений (8). Для обеих компонент электрического поля формулируются дополнительные комплексно-сопряженные уравнения. Затем начальные уравнения умножаются на напряженности E_x^* , E_y^* , а сопряженные – на E_x , E_y . При этом в правой части уравнения для E_y пренебрегается малым вкладом от тока плазменной волны ($j_T \sim \beta_T \ll 1$). После интегрирования полученных соотношений по всей счетной области, последующего попарного вычитания, использования уравнений Максвелла (2), граничных условий и некоторых преобразований правых и левых частей возникает стандартная связь между коэффициентами поглощения и отражения:

$$A = 1 - R. \quad (20)$$

Выражение для коэффициента отражения R в каждый момент времени согласуется с требованием суперпозиции падающей и отраженной волн электрического поля на левой границе счетной области с координатой x_1 :

$$R = 1 + \frac{|E_x(x_1)|^2 + |E_y(x_1)|^2}{E_0^2} - \frac{2}{E_0} \operatorname{Re} \{ \exp(-ik_0 x_1 \cos \theta_0) [\cos \theta_0 E_y(x_1) - \sin \theta_0 E_x(x_1)] \}. \quad (21)$$

Коэффициент поглощения A представляет собой сумму вкладов, A_T и A_F , тепловых и быстрых электронов:

$$A_T = \frac{k_0}{\cos \theta_0} \int dx \omega_p^2 \frac{v_T}{\omega_0} \left(\frac{|E_y/E_0|^2}{\omega_0^2 + v_T^2} + \frac{|E_x/E_0|^2}{\omega_0^2 + (v_T + v_L)^2} \right), \quad (22)$$

$$A_F = \frac{k_0}{\cos \theta_0} \int dx \frac{v_L}{\omega_0} \left(\frac{\omega_p^2 |E_x/E_0|^2}{\omega_0^2 + (v_T + v_L)^2} + \beta \left| \frac{\partial(E_x/E_0)}{\partial x} \right|^2 \right).$$

Для сравнения с экспериментальными данными величины R , A_T и A_F необходимо усреднить по временному закону изменения интенсивности лазерного импульса:

$$\bar{A}_{T,F} = \frac{\int dt \varphi(t) A_{T,F}(t)}{\int dt \varphi(t)}, \quad \bar{R} = \frac{\int dt \varphi(t) R(t)}{\int dt \varphi(t)}. \quad (23)$$

Расчет этих усредненных коэффициентов проводится по окончании моделирования пространственно-временной эволюции плазмы лазерной мишени на определенном, наперед заданном временном интервале. Начальный момент времени $t_0 = 0$ отвечает началу лазерного импульса $\varphi(t_0) = 0$. Пред-

полагается, что в этот момент мишень может находиться в одном из двух состояний: либо она является холодным твердотельным веществом со ступенчатым профилем плотности и известной температурой Ферми, либо это разлетная предплазма с заданной длиной неоднородности и затравочной концентрацией свободных электронов, заранее созданная на границе с вакуумом.

Моделирование коэффициентов поглощения и отражения проводилось прежде всего для условий экспериментов [17], в которых мишень из Al подвергалась облучению как р-, так и s-поляризованным излучением под углом $\theta_0 = 45^\circ$ при $I_0 = 10^{11} - 10^{16}$ Вт/см² на длине волны $\lambda_0 = 0.3$ мкм и длительности лазерного импульса $\tau_0 = 0.4$ пс. Возможным влиянием слабого предимпульсного облучения пренебрегалось. Температура Ферми холодного алюминия $T_F \sim 11$ эВ, что позволяет оценить начальный заряд металлической плазмы: $Z_p(t_0) \sim 2.5$ (форма поверхности Ферми в металлах полагается сферической). Начальная электронная температура соответствовала комнатной: $T_e(t_0) = T_i(t_0) = 0.025$ эВ. Частота электрон-фонных столкновений подбиралась исходя из известного значения коэффициента теплопроводности алюминия 2.4 Дж·с⁻¹·см⁻¹·К⁻¹.

Расчетная зависимость полного коэффициента поглощения $\bar{A} = \bar{A}_T + \bar{A}_F$ от пиковой интенсивности, превышающей 5×10^{12} Вт/см², сравнивается с экспериментальными значениями $1 - R_{\text{exp}}$ на рис.1,а. С учетом погрешности измерений, оцениваемой в 5%–10%, можно считать, что сравниваемые величины неплохо согласуются друг с другом. При малых значениях I_0 (не более 10^{12} Вт/см²) такого согласия нет, поскольку модель не учитывает механизм межзонного поглощения оптических квантов в низкотемпературной плазме, когда $T_e < T_F$.

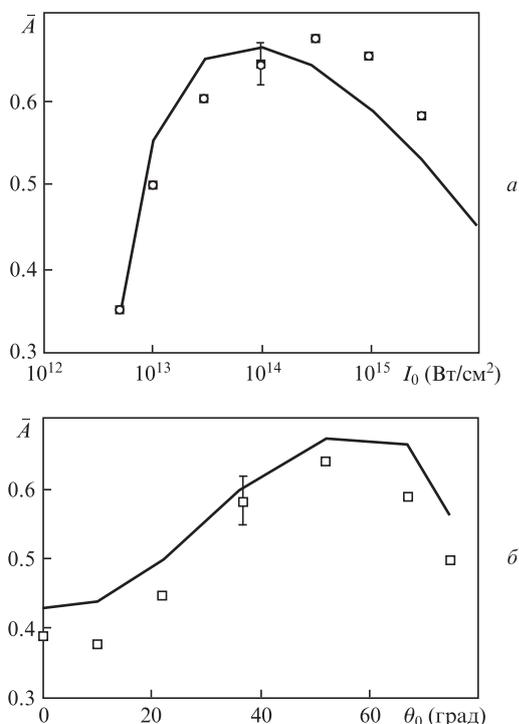


Рис.1. Зависимости коэффициента поглощения р-поляризованного лазерного импульса в Al от пиковой интенсивности облучения при $\lambda_0 = 0.3$ мкм, $\tau_0 = 0.4$ пс, $\theta_0 = 45^\circ$ (а) и от угла облучения при $\lambda_0 = 0.25$ мкм, $\tau_0 = 0.25$ пс, $I_0 = 10^{14}$ Вт/см² (б). Точками обозначены результаты экспериментов [17, 18].

Исследовались также зависимости поглощаемой энергии от угла облучения Al-мишени при постоянном значении I_0 . Параметры облучения задавались такими же, как и в работе [18]: $I_0 = 10^{14}$ Вт/см², $\lambda_0 = 0.25$ мкм, $\tau_0 = 0.25$ пс. Сравнение расчетных и экспериментальных данных (рис.1,б) свидетельствует, что расхождение между ними для большинства углов θ_0 также не превышает 10%.

Таким образом, тестовое моделирование показало, что, начиная с $I_0 \sim 10^{16}$ Вт/см², поглощение р-поляризованного лазерного излучения происходит в основном по резонансному механизму, приводящему к генерации потока быстрых электронов.

4. Результаты расчетов тепловой волны в различных веществах

Как отмечено выше, основное направление применения гидродинамической модели и ее программной реализации ориентировано на анализ возможности создания в высокоинтенсивных лазерных экспериментах однородных по температуре и плотности тонких плазменных слоев. С этой целью был проведен цикл расчетов для мишеней различного химического состава в условиях облучения, типичных для мощной лазерной установки СОКОЛ-П: длина волны $\lambda_0 = 1.05$ мкм, $I_0 = 10^{18} - 10^{19}$ Вт/см², $\tau_0 = 0.7$ пс. Уровень контраста, достигнутый на данной установке, пока не позволяет избежать предимпульсов с энергией, достаточной для образования плазмы на облучаемой поверхности мишени. Но в перспективе эта проблема будет решена. Поэтому в приводимых расчетах предимпульсы не учитываются (хотя такая возможность заложена в модель) и начальное состояние мишени на момент начала основного импульса рассматривается как твердотельное с резкой ступенчатой границей. Именно отсутствие пограничного плазменного облака является важным условием эффективной передачи лазерной энергии из области поглощения во внутренние невозмущенные области.

Угол падения р-поляризованного излучения на мишень $\theta_0 = 45^\circ$. Облучаемыми веществами являлись полиэтилен (СН) и золото, имеющие существенно разные исходные плотности ($\rho_0 = 1$ и 19.6 г/см³) и энергии ионизации составляющих их атомов. Толщины слоев этих веществ выбирались исходя из условия, чтобы тепловая волна не смогла за время импульса достичь тыльной стороны мишени. Очевидно, что в силу различия ионизационных затрат легкая мишень должна прогреваться быстрее, чем тяжелая. Кроме того, коэффициент электронной теплопроводности тем больше, чем меньше средний заряд плазмы. Поэтому в расчетах толщина слоя СН задавалась равной 2.5 мкм, Au – 1 мкм. Постановка граничных условий для напряженностей электрических полей потребовала, чтобы перед мишенью находилась вакуумная область толщиной 1.5 мкм с плотностью фонового газа 10^{-10} г/см³.

Результаты расчетов показывают, что в течение воздействия на мишень импульса с $I_0 \geq I_{\text{rel}}$ пространственные распределения полей практически не зависят от ее химического состава, а также устойчивы к вариациям в широких пределах (0.5–2) параметра затухания плазменной волны ν_1/ω_0 . Примеры распределений поля в момент максимума импульса облучения с $I_0 = 10^{18}$ Вт/см² представлены на рис.2. На этом же рисунке изображен профиль нормированной плазменной частоты, который учи-

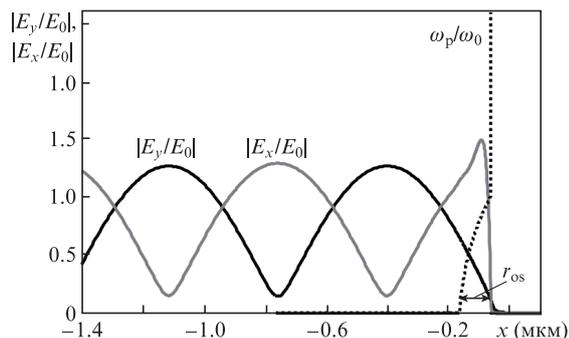


Рис.2. Нормированные напряженности электрического поля и плазменная частота на момент максимума облучения при $\lambda_0 = 1.05$ мкм, $\tau_0 = 0.7$ пс, $\theta_0 = 45^\circ$, $I_0 = 10^{18}$ Вт/см².

тывает наличие на облучаемой границе мишени облака электронов, осциллирующих вдоль x -направления [19]. Образование подобного облака является кинетическим эффектом и в рамках гидродинамической модели может описываться только приближенно – например, путем непрерывного распределения вырываемых с поверхности мишени электронов в области протяженностью порядка амплитуды осцилляций $r_{os} \sim e |\bar{E}_x| / \sqrt{2} m_x \omega_0^2$, где \bar{E}_x – некоторая средняя напряженность поля плазменной волны. Учетное таким образом осцилляционное разделение зарядов, так же как и релятивистское утяжеление массы электрона, проявляется лишь в смещении точки отражения поля и весьма незначительно влияет на общую динамику плазменного слоя.

Смоделированное в ходе совместного решения с полевыми уравнениями пространственное поведение наиболее важных гидродинамических параметров T_e и ρ/ρ_0 для СН- и Au-мишеней отражено на рис.3 и 4 для нескольких их характерных моментов времени в течение действия лазерного импульса и после его окончания. Из

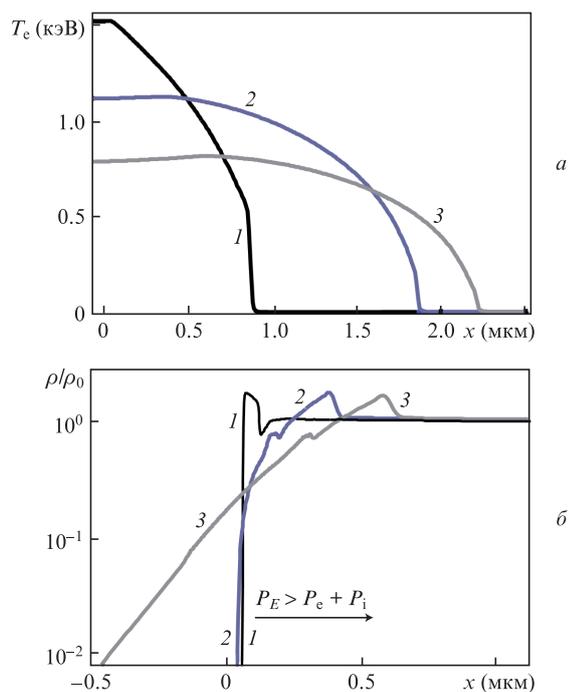


Рис.3. Пространственные распределения электронной температуры (а) и плотности (б) плазмы СН на моменты времени $t = 0.7$ (1), 1.4 (2) и 2 пс (3) при толщине лазерной мишени 2.5 мкм.

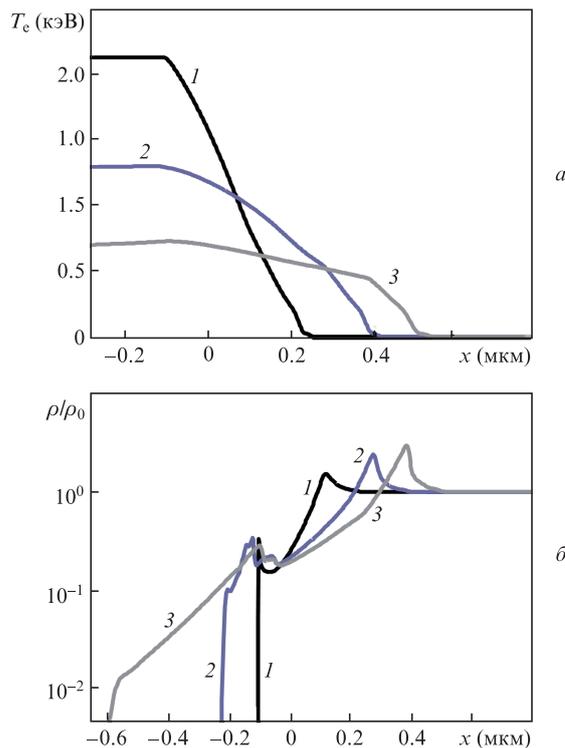


Рис.4. Пространственные распределения электронной температуры (а) и плотности (б) плазмы Au на моменты времени $t = 0.7$ (1), 1.4 (2) и 2 пс (3) при толщине лазерной мишени 1 мкм.

этих зависимостей видно, что пондеромоторное давление сильнее препятствует разлету плазмы легкого вещества, концентрация ионизованных электронов в котором, а значит и тепловое давление, много меньше, чем в тяжелом веществе. Более того, в максимуме интенсивности облучающего импульса легкое вещество вместо разлета начинает даже сжиматься.

По-разному происходит также перераспределение тепловой энергии в рассматриваемых мишенях. В силу относительно небольших ионизационных потерь тепловая волна в плазме СН опережает волну возмущений плотности, и в течение нескольких пикосекунд возможно существование однородного по плотности нагретого слоя. Толщина такого слоя с температурой $T_e \geq 1$ кэВ оценивается не менее чем в 1 мкм, а на уровне $T_e \sim 0.5$ кэВ – до 2 мкм. Для тяжелого вещества типа золота ситуация иная. В этом случае распространение волны электронной теплопроводности тормозится процессом многократной ионизации, приводящим к росту среднего заряда плазмы и, следовательно, к увеличению ее теплового сопротивления. Расчетная глубина прогрева Au-мишени не превышает 0.2–0.4 мкм, причем на такой глубине одновременно проявляются заметные искажения исходного профиля плотности и плазменный слой нельзя считать однородным ни на каком временном интервале. Максимально достижимые значения электронной и ионной температур T_{em} и T_{im} , а также оценки времени их выравнивания для обеих мишеней представлены на рис.5.

Корректность совместного решения электродинамических и гидродинамических уравнений контролируется, с одной стороны, по точности выполнения закона сохранения полной энергии облучаемой системы, а с другой – балансом коэффициентов поглощения и отражения лазерных квантов. Расчетные временные зависимости коэф-

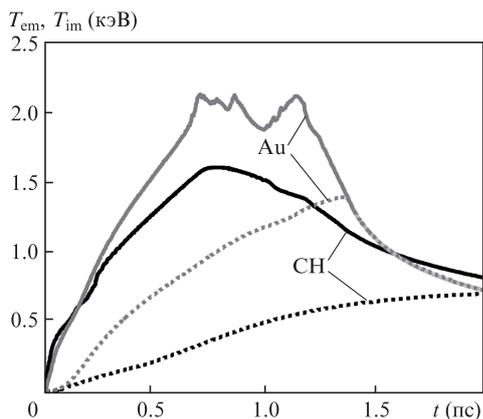


Рис.5. Максимальные температуры электронной (сплошные кривые) и ионной (пунктир) компонент плазмы CH и Au.

коэффициентов A_T , A_F , R для CH и Au приведены на рис.6. Они свидетельствуют, что в течение длительности импульса балансное соотношение (20) выполняется с погрешностью 5%–10%. Согласно численному анализу дисбаланс появляется, в основном, вследствие поперечного укручения профиля плотности. Для его устранения требуется слишком мелкая пространственная сетка в области взаимодействия поля E_x с плазмой. Усредненные по длительности импульса тепловые коэффициенты поглощения составляют: $\bar{A}_{TCH} \sim 0.024$ и $\bar{A}_{TAu} \sim 0.083$. Основная же доля поглощенной энергии тратится на генерацию быстрых электронов, оценка которой дает $\bar{A}_F \sim 0.35$ –0.4. Эта величина неплохо согласуется с результатами недавних экспериментов [20], проведенных на лазерной установке CALLISTO в Ливерморской Национальной Лаборатории. При облучении алюминиевых

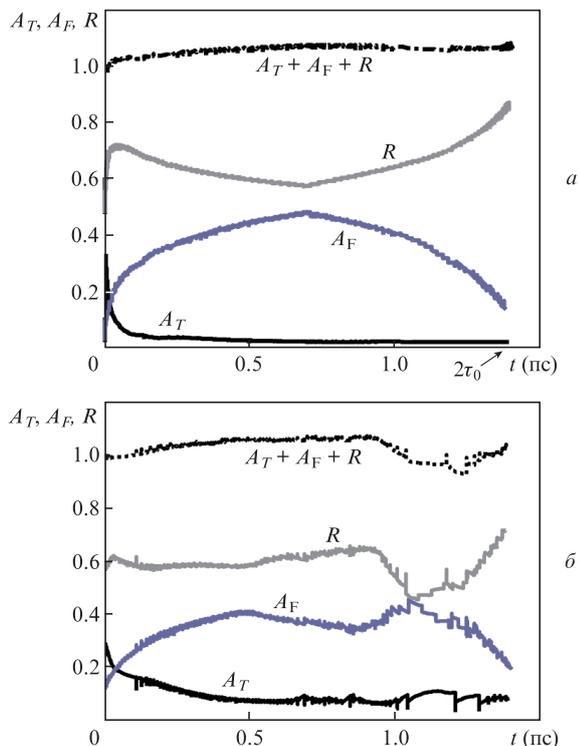


Рис.6. Коэффициенты поглощения и отражения для плазмы CH (а) и Au (б) в течение длительности р-поляризованного лазерного импульса с $I_0 = 10^{18}$ Вт/см².

фольг импульсным р-поляризованным излучением длительностью 0.15 пс на длине волны 0.8 мкм получено, что в диапазоне пиковых интенсивностей $I_0 = 10^{17}$ – 10^{19} Вт/см² полный коэффициент поглощения лазерной энергии составляет 0.4–0.6.

Стремление к повышению однородности плазменного слоя тяжелого вещества в условиях ультракороткого лазерного воздействия приводит к идее составной мишени, когда тяжелое вещество экранируется от прямого облучения легким слоем, смягчающим возмущения плотности и формирующим тепловую волну. При моделировании динамики прогрева составной мишени полагалось, что слой золота толщиной 0.1 мкм окружен слоями полиэтилена с толщинами внешней и тыльной обкладок 0.5 и 1.5 мкм соответственно. Примеры пространственных распределений T_e и ρ в образующей многослойной плазме приведены на рис.7. Они свидетельствуют о том, что выравнивание температуры в Au-слое наступает лишь после окончания лазерного импульса, в моменты времени $t > 2$ пс, когда тепловая волна почти останавливается, а температура в ней падает от максимального значения 1.5 кэВ до ~ 0.4 кэВ. Давление плазмы Au в эти моменты превышает давление в CH-обкладках (больше кратность ионизации), что приводит к распуханию тяжелого слоя и снижению его начальной плотности в несколько раз, до $\rho \sim 3$ –4 г/см³. На рис.8 приведены также послые распределения среднего заряда ионов для $t = 0.7$ и 2.4 пс. Сравнение этих распределений с равновесными значениями показывает, что в прогретых легких слоях CH выполняется равенство $Z_p = Z_{p,eq} = 3.5$, тогда как в тяжелом слое приближение равновесной кратности ионизации нарушается. Различия между Z_p и $Z_{p,eq}$ могут до-

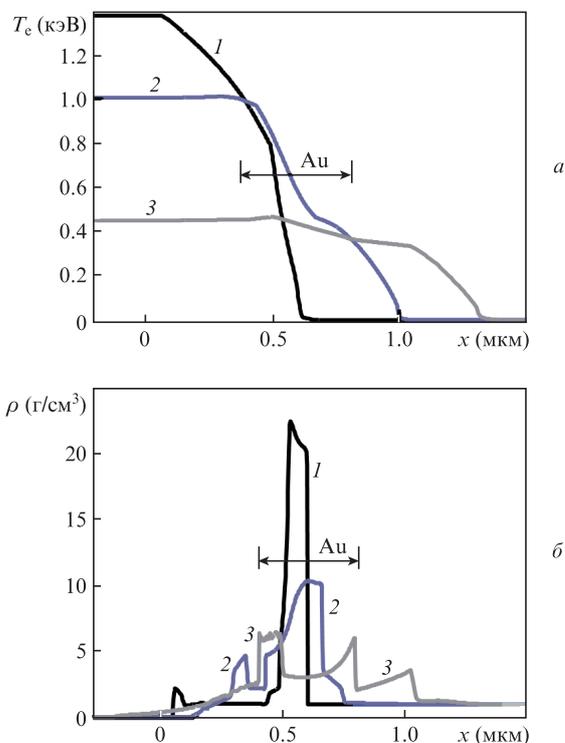


Рис.7. Пространственные распределения электронной температуры (а) и нормированной плотности (б) на моменты времени $t = 0.7$ (1), 1.4 (2) и 2 пс (3) в плазме трехслойной мишени, где слой Au толщиной 0.1 мкм находится в обкладках внешнего слоя CH толщиной 0.5 и тыльного слоя CH толщиной 1.5 мкм.

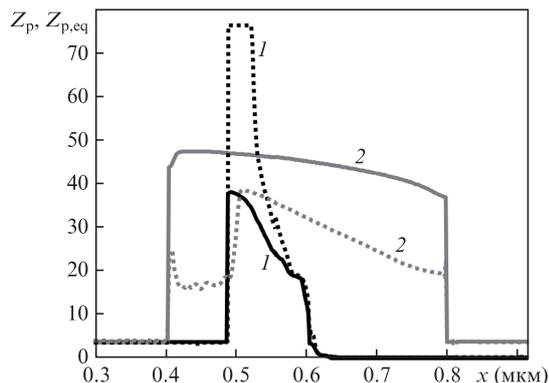


Рис.8. Неравновесный (сплошные кривые) и равновесный (пунктир) средние заряды ионов в слоистой плазме на моменты времени $t = 0.7$ (1) и 2.4 пс (2).

стигать двух раз, что должно существенно сказываться на динамике плазмы в целом, т.к. $P_e \sim Z_p$. Инерция процессов ионизации и рекомбинации поддерживает величину Z_p в нагретом слое Au на примерно постоянном уровне в пределах 40–50.

5. Заключение

Представлены результаты численного моделирования взаимодействия мощного ультракороткого р-поляризованного лазерного импульсного излучения с однослойными и многослойными мишенями, состоящими из легких и тяжелых веществ (полиэтилен и золото) при пиковой интенсивности облучения $I_0 \sim I_{rel}$. Цель моделирования заключается в определении глубины проникновения тепловой волны в твердотельные среды, требующие существенно различных энергетических затрат на ионизацию электронных оболочек.

Расчеты проводились в рамках одномерной гидродинамической модели, описывающей процессы нагрева, ионизации и движения вещества в сильном световом поле. В этих расчетах учитывались эффекты пондеромоторного давления и перекачки части энергии лазерного импульса в энергию быстрых электронов посредством затухающей плазменной волны, генерируемой внешним полем в направлении, нормальном к плоскости мишени.

Уравнения модели численно реализованы на единой неподвижной эйлеровой сетке. Схема реализации имеет второй порядок аппроксимации по пространству и первый — по времени. Уравнение энергетического баланса образующейся при поглощении лазерных квантов плазмы решается неявным образом относительно температуры тепловых электронов с подключением итераций по нелинейностям и автоматическим выбором временного шага. Решение уравнений движения осуществляется по явному алгоритму.

По результатам моделирования сделан вывод о том, что в легких веществах интенсивность тепловой волны достаточна для создания на несколько пикосекунд одно-

родного по плотности высокотемпературного плазменного слоя толщиной 1–2 мкм. В случае же тяжелых веществ процесс многократной ионизации препятствует отрыву тепловой волны от ударной, что приводит к нарушению однородности плазмы и позволяет прогреть ее на глубину не более нескольких долей микрометра. Отсюда следует, что более-менее однородный плазменный слой тяжелого вещества может быть создан, если его экранировать от прямого пондеромоторного воздействия быстро прогреваемым слоем легкого вещества. Толщина тяжелого слоя должна быть значительно меньше 1 мкм.

Проверку правильности предсказаний модели планируется проводить на основе данных рентгеновских измерений в целенаправленных опытах на установке СОКОЛ-П при интенсивностях облучения, превышающих 10^{18} Вт/см². Для этого модель необходимо дополнить программным модулем, строящим спектры рентгеновского излучения плотной слоистой плазмы, а также учесть, хотя бы в приближении росселандовых пробегов, долю энергии, уносимой из мишени этим излучением.

1. Потапов А.В., Лобода Е.А., Политов В.Ю. и др. *Физика плазмы*, **33**, 3 (2007).
2. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н. и др. *ЖЭТФ*, **79**, 837 (1980).
3. Lebo I.G., Demchenko N.N., Iskakov A.B., et al. *Laser Part. Beams*, **22**, 267 (2004).
4. Price D.F., More R.M., Walling R.S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (2), 252 (1995).
5. Величко В.М., Урлин В.Д., Якутов Б.П. *Квантовая электроника*, **30**, 889 (2000).
6. Eidmann K., Meyer-ter-Vehn J., Schlegel T. *Phys. Rev. E*, **62**, 1202 (2000).
7. Forslund D.W., Kindel J.M., Kenneth Lee, et al. *Phys. Rev. A*, **11**, 679 (1975).
8. Хора Х. *Физика лазерной плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1986).
9. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Физматгиз, 1960).
10. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные схемы газовой динамики* (М.: Наука, 1975).
11. Spitzer L. *Physics of Fully Ionized Gas* (New York: Interscience Publ., 1956).
12. Андреев Н.Е., Вейсман М.Е., Ефремов В.П. и др. *ТВТ*, **41**, 679 (2003).
13. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
14. Cowan R.D. *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: University of California Press, 1981).
15. Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П. *Структура и характеристики ионов в горячей плазме* (М.: Наука, 1986).
16. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2000).
17. Milchberg H.M., Freeman R.R., Davey S.C., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2364 (1988).
18. Fedosejevs R., Ottman R., Sigel R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1250 (1990).
19. Brunnel F. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52 (1987).
20. Ping Y., Sheperd R., Lasinski B.F., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 085004 (2008).