

УДК 533.9

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НИЗКОПЛОТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Е.В. Грабовский, К.С. Дябилин, В.П. Петровский**,
В.П. Смирнов, В.Е. Фортон*, С.В. Холод***

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия

***Институт теплофизики экстремальных состояний РАН, Москва, Россия*

***Центральный физико-технический институт МО РФ, Сергиев Посад., Россия*

В настоящее время представляет значительный практический интерес действие высокоинтенсивных ($10^{11} \dots 10^{13}$ Вт/см²) потоков мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на перспективные высокопористые материалы, что объясняется их способностью демпфировать кратковременные импульсные нагрузки путём преобразования энергии падающего излучения в тепло. Взаимодействие МРИ наносекундной длительности тераваттной мощности с твердотельными преградами рассматривались в работах [1-5]. Сравнительно новым, а потому менее изученным является его взаимодействие с низкоплотными ($\sim 5 \dots 50$ мг/см³) веществами [3, 6].

В зависимости от параметров облучения, физических и химических свойств материала в нём могут образовываться как ударная, так и тепловая волны. В низкоплотных веществах размер нагретой области достаточно велик, при этом в них формируется тепловая волна, за фронтом которой от границы с вакуумом следует волна разрежения.

Для численного моделирования процесса взаимодействия излучения с веществом используются одномерные уравнения двухтемпературной радиационной газовой динамики (РГД). В лагранжевых координатах они имеют следующий вид:

$$u = \frac{\partial x}{\partial t}, \quad \frac{1}{\rho} = \frac{\partial x}{\partial m}, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p \frac{\partial (1/\rho)}{\partial m} + \frac{1}{\rho} \nabla(S + W) = Q,$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p_i \frac{\partial (1/\rho)}{\partial m} = \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{ei}}, \quad W = -\chi_e \rho \frac{\partial T_e}{\partial m},$$

где u – скорость, ρ – плотность, m – масса, ε_i – удельная внутренняя энергия плазмы, S – радиационный поток, W – поток электронной теплопроводности, Q – член, описывающий вклад поглощенной энергии падающего рентгеновского излучения, T – температура, p – давление, τ_{ei} – характерное время обмена между электронной и ионной компонентами плазмы.

Для определения поля излучения используется интегральное уравнение переноса в многогрупповом и многолучевом приближении, где интенсивность излучения $I_\omega(l)$ в точке, отстоящей на расстоянии l от границы, определяется следующим выражением:

$$I_\omega(l) = I_\omega(0) \exp(-\kappa_\omega l) + \int_0^l J_\omega \exp\left(-\int_{l'}^l \kappa_\omega dl'\right) dl',$$

$$S = \int_{4\pi} \int_0^\infty I_\omega d\omega d\Omega, \quad l = \frac{x}{\cos\theta},$$

где κ_ω – средний планковский коэффициент поглощения в спектральной группе ω , J_ω – функция источника в спектральной группе, θ – угол между осью x и направлением движения фотона.

Член, описывающий объемное энерговыделение от внешнего источника, вычисляется в соответствии со следующим выражением:

$$Q = \frac{\partial}{\partial m} S_{out},$$

где S_{out} определяется из решения интегрального уравнения переноса воздействующего рентгеновского излучения.

Начальные и граничные условия:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad \rho = \rho_0, \quad p = p_0, \quad u = 0;$$

$$m = 0: \quad I|_{\cos\theta > 0} = 0, \quad I_{out} = I(t), \quad p = p_0, \quad W = 0;$$

$$m = M_\infty: \quad I|_{\cos\theta < 0} = 0, \quad p = p_0, \quad u = 0, \quad W = 0.$$

При решении уравнений РГД используется полностью консервативная разностная схема с искусственной вязкостью. Уравнения переноса теплового излучения плазмы решались с использованием разностной схемы второго порядка точности, в которой предполагалась линейная зависимость всех величин внутри ячейки разностной сетки на оптическом пути $\tau = \kappa_\omega \Delta l$. Здесь $\Delta l = \Delta x / \cos\theta$ и Δx – размер ячейки пространственной сетки. Интенсивность излучения, выходящего через границу ячейки $I_\omega(\Delta l)$, определялась по следующим соотношениям:

$$I_\omega(\Delta l) = I_\omega(0) \cdot \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l) + \frac{1}{\tilde{\kappa}_\omega} (J_\omega(\Delta l)) \cdot \left(1 - \frac{1 - \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l)}{\tilde{\kappa}_\omega \Delta l} \right) + \frac{1}{\tilde{\kappa}_\omega} (J_\omega(0)) \cdot \left(\frac{1 - \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l)}{\tilde{\kappa}_\omega \Delta l} - \exp(-\tilde{\kappa}_\omega \Delta l) \right),$$

$$\tilde{\kappa}_\omega = \frac{1}{2} (\kappa_\omega(0) + \kappa_\omega(\Delta l)),$$

где $I_\omega(0)$ интенсивность излучения, входящего в ячейку через противоположную границу., а коэффици-

коэффициенты поглощения и функции источника задаются на границах ячеек пространственной сетки.

Для ионной температуры $\sim 100 \dots 150$ эВ степень ионизации достигает значения ~ 6 . Лёгкие атомы (C, O) сильно ионизированы и представлены H- и He-подобными ионами, а более тяжёлые (Si, Al) – Be-, C- и N-подобными ионами. Поэтому плазма агар-агара ($\sim C_{12}H_{18}O_9$)_n имеет более простой линейчатый спектр по сравнению с аэрогелем (SiO₂) и ультрадисперсными алюминиевыми порошками. Учёт всех линий, а это более 5000 частотных точек для аэрогеля, является избыточным для решения уравнения переноса излучения, поэтому при расчёте спектров поглощения и испускания проводилось осреднение детального спектра в спектральные группы количеством порядка 600. Экспериментальные исследования по изучению воздействия высокоинтенсивных потоков энергии на вещество проводи-

лись на комплексе «Ангара-5-1» [7]. С целью генерации высокоинтенсивных потоков МРИ в качестве излучателей используются цилиндрические лайнеры, оболочки которых ускоряются давлением магнитного поля протекающего через них тока в направлении оси. Типичные энергии квантов такого излучения – 60...80 эВ. Спектр рассматривается как близкий к планковскому с температурой 60 эВ (длительность импульса 100 нс) либо 120 эВ (30 нс). В опытах измеряется время, за которое фронт тепловой волны, формирующейся в низкоплотном веществе под воздействием рентгеновского излучения, выходит на тыльную сторону образца.

В результате численного моделирования были получены значения электронной и ионной температур, давления, плотности, скорости в различные моменты времени (рис. 1).

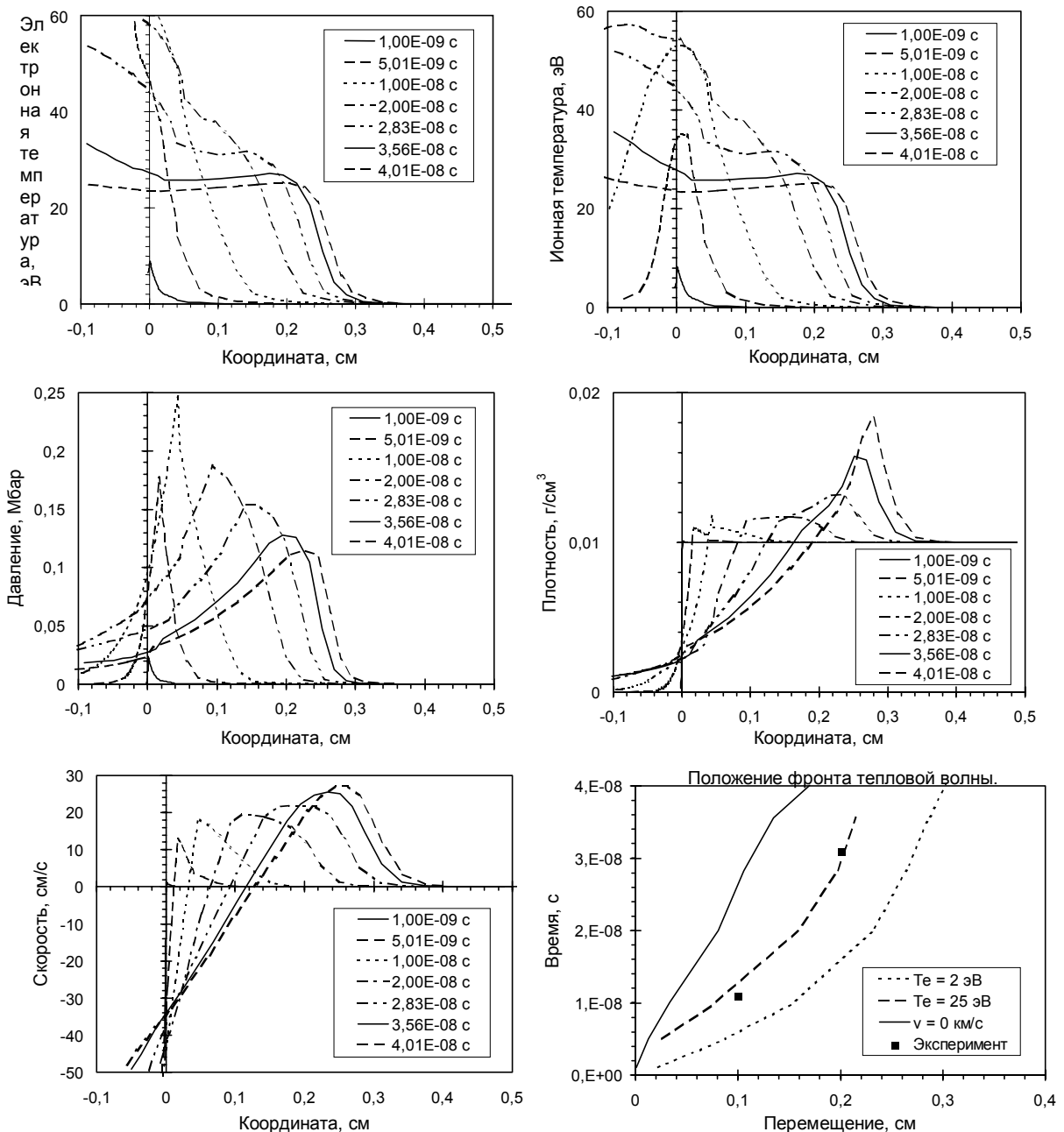


Рис. 1. Электронная, ионная температуры, давление, плотность, скорость. Положение фронта тепловой волны. Агар-агар, $\rho = 10 \text{ мг/см}^3$, $W = 10^{12} \text{ Вт/см}^2$, $T = 120 \text{ эВ}$, $\tau = 30 \text{ нс}$

Из профилей температуры строится зависимость положения фронта тепловой волны от времени и проводится сравнение с имеющимися экспериментальными значениями. Из баланса энергии (кинетической, внутренней, поглощённой и переизлученной), представленного на рис.2, видно, что интегральный высвет для агар-агара достигает $3...4 \text{ кДж/см}^2$.

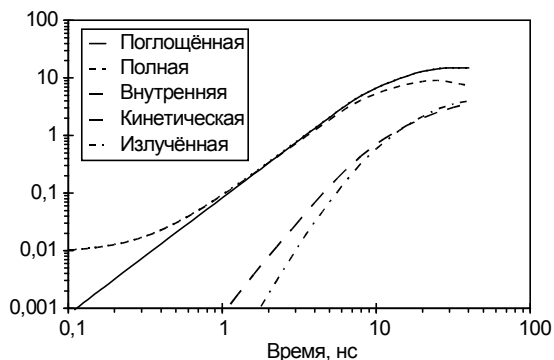


Рис. 2. Баланс энергии

Это составляет до 30% от падающей энергии МРИ, что говорит о высокой конверсионной эффективности низкоплотных веществ. Таким образом, отмечается согласие результатов численного моделирования воздействия МРИ на материалы низкой плотности с экспериментальными данными (в пределах 5 – 15%), что свидетельствует об эффективности предложенной математической модели. Результаты численного моделирования воздействия излучения на материалы низкой плотности по имеющимся методикам показывают, что при рассмотренных параметрах воздействия МРИ и характеристиках преграды радиационный перенос энергии теплового излучения плазмы играет определяющую роль во всем диапазоне энергий квантов. Значительная доля (~50% для аэрогеля и ~20% для агар-агара) поглощённой энергии мягкого рентгеновского излучения переизлучается, что может свидетельствовать о конверсионной эффективности рассмотренных веществ. Импульс давления при использовании низкоплотных материалов может быть уменьшен более, чем в два

раза при одновременном существенном увеличении его длительности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 99-02-17952).

Литература

1. Острик А.В., Петровский В.П. Численное моделирование одномерного движения неравновесных паров, образующихся при взаимодействии ультракоротких импульсов излучения с преградой. *Материалы VIII Всесоюзной конф. «Физика низкотемпературной плазмы»*, Минск, 1991, ч. II, с. 229.
2. Е.В. Грабовский, О.Ю. Воробьев, К.Н. Дябилин, М.Е. Лебедев, А. В. Острик, В. Е. Фортов. Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы Z-пинча // *Письма в ЖЭТФ*, 1994, т.60, вып. 1. с.3-6
3. Б.Н. Базылев, М.И. Пергамент, Г.С. Романов и др. Экспериментальные и расчётно-теоретические исследования рентгеновского излучения и радиационной теплопроводности плотной лазерной плазмы с многозарядными ионами // *ЖЭТФ*, 1994, т. 106, вып. 6(12), с. 1628.
4. Острик А.В., Петровский В.П., Рыбаков С.В. Воздействие мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения на конденсированные среды// *Технология. Серия «Конструкции из композитных материалов»*, 1997, вып. 3-4, с. 34.
5. Базылев Б.Н., Лоборев В.М., Петровский В.П., Романов Г.С. Толкач В.И., Фортов В.Е. Математическое моделирование процессов взаимодействия рентгеновского излучения с конденсированными средами//XIII Межд. конф. «Уравнения состояния вещества», Тез. докладов. Терскол, 1998, с. 97.
6. Грабовский Е.В., Смирнов В.П., Петровский В.П., Фортов В.Е., Холод С.В и др. Воздействие ультрамягкого рентгеновского излучения на низкоплотные материалы // *Прикладная физика*, 1999, № 5, с.12.
7. M. Lebedev, K. Dyabilin, K. Eidmann, V. Fortov, E. Grabovskij, V. Smirnov. Supersonic heat wave in low density foams generated by soft X-radiation from a Z-pinch plasma//*Physics Letters*, 1998, vol.A **240** , p.73.