

УДК 539.12

ВОЗДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАМЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НИЗКОПЛОТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Е. В. Грабовский, В. П. Смирнов
ТРИНИТИ, Троицк, Россия

К. Н. Дябин, В. Е. Фортв
НИЦ ТИВ РАН, Москва, Россия

В. М. Лоборев, В. П. Петровский, С. В. Холод
Центральный физико-технический институт МО РФ, Россия, Сергиев Посад

Приведены результаты расчетного сопровождения экспериментальных исследований на установке "Ангара-5-1" по воздействию ультрамягкого рентгеновского излучения на материалы низкой плотности.

Взаимодействие лазерного излучения наносекундной длительности при тераваттной мощности с твердотельными мишенями — достаточно хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально [1—3] по сравнению с взаимодействием рентгеновского излучения с конденсированными средами [4], в том числе и низкоплотными [5].

Развитие технологии производства материалов низкой плотности (5—50 мг/см³) делает весьма актуальным использование этих веществ в качестве защитных покрытий при облучении конструкций высокоинтенсивными импульсами ультрамягкого рентгеновского излучения (УМРИ).

Целью настоящей работы является разработка математической модели взаимодействия ультрамягкого рентгеновского излучения с низкоплотными мишенями и сравнение расчетов с результатами экспериментов на комплексе "Ангара-5-1" [6].

Предварительные исследования [4, 5] показали, что для численного моделирования процесса взаимодействия целесообразно использовать одномерные уравнения двухтемпературной радиационной газовой динамики (РГД). В лагранжевых координатах они имеют следующий вид:

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

$$\frac{\partial \varepsilon_t}{\partial t} = p \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla(S + W) = Q;$$

$$\frac{\partial \varepsilon_t}{\partial t} = p_i \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} = \frac{(T_e - T_i)}{\tau_{ei}},$$

где u — скорость; ρ — плотность; m — масса; ε_t — 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. Здесь интенсивность излучения $I_\omega(l)$ в точке, отстоящей на расстоянии l от границы, определяется следующим выражением:

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

$$S = \int_{4\pi} \int_0^\infty I_\omega d\omega d\Omega,$$

где κ_ω — средний планковский коэффициент поглощения в спектральной группе ω ; J_ω — функция источника в спектральной группе.

Эйлеровы координаты x и l связаны между собой следующим соотношением:

$$l = \frac{x}{\cos\theta},$$

где θ — угол между осью x и направлением движения фотона.

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

$$Q = \frac{1}{\rho} \nabla S_{out},$$

где S_{out} определяется из решения уравнения переноса для падающего излучения.

Начальные и граничные условия:

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

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

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

Для решения уравнений РГД используется полностью консервативная разностная схема с искусственной вязкостью. Расчет процесса теплопроводности проводился методом потоковой прогонки. Уравнения переноса излучения 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 следующему выражению:

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

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

где $I_{\omega}(0)$ — интенсивность излучения, входящего в ячейку через противоположную границу.

Коэффициенты поглощения и функции источника заданы на границах ячеек пространственной сетки.

По оценкам, для ионной температуры $\sim 100 - 150$ эВ легкие атомы (С, О) сильно ионизированы и представлены Н- и Не-подобными ионами, а более тяжелые (Si) — Ве-, С- 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). Учет всех линий, а это более 5000 частотных точек для аэрогеля, является избыточным для реального решения уравнения переноса излучения, поэтому при расчете спектров поглощения и испускания проводилось осреднение детального спектра в спектральные группы. При рассмотрении вида спектров при различных значениях температур и плотностей обращалось особое внимание на интервал 10—800 эВ (рис. 1), дающий наибольший вклад в энергетический баланс. Здесь осреднение коэффициентов поглощения и испускания проводилось в узкие частотные группы. Число таких групп здесь составило около 600. Интервалы 0,1—10 и 800—1000 эВ могут быть усреднены в широкие спектральные группы, и число их будет невелико.

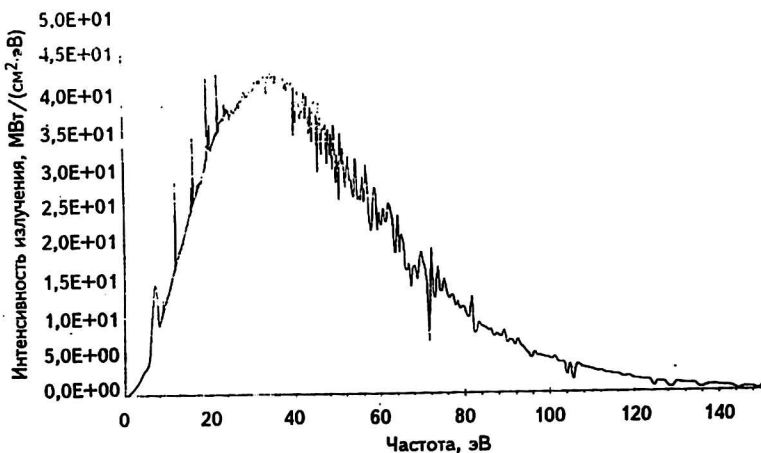


Рис. 1. Спектр излучения. Аэрогель

Тестирование математической модели проводилось на основе результатов экспериментов [6], проведенных на установке "Ангара-5-1" по воздействию

УМРИ на агар-агар и аэрогель (таблица). В этих опытах измерялось время, за которое фронт тепловой волны, формирующейся в низкоплотном веществе под воздействием рентгеновского излучения, выходит на тыльную сторону образца. Условия экспериментов служили исходными данными для численного моделирования.

Результаты экспериментов

Опыт	Мишень	Плотность, мг/см ²	Интенсивность, $\cdot 10^{12}$ Вт/см ²	Толщина, мм	Время выхода, нс
2967	Агар-агар	10	1,0	1	11
				2	31
2970	"	20	0,85	1	26
				2	43
2981	Агар-агар, аэрогель	20	0,6	1	11
		50		2	61
2982	Агар-агар	5	0,25	1	15
				2	27
2983	Аэрогель	50	0,55	7,5	163
2989	"	50	1,0	15	365
2992	"	50	1,1	2,6	32
2996	"	50	0,17	3,6	91
2999	Агар-агар	20	0,3	1,7	39
				3,7	55

Источником РИ служила плазма Z-пинча. Типичные энергии квантов этого мягкого излучения были 60—80 эВ. Спектр аппроксимировался как планковский, и для вычислений проводилось варьирование спектра РИ в диапазоне планковских температур от 60 до 120 эВ. Длительность рентгеновского импульса бралась для расчета 30 и 100 нс.

В ходе численного моделирования были получены значения электронной и ионной температур, давления, плотности, скорости в различные моменты времени (рис. 2, 3). Выявлены различия в эволюции профилей этих величин для различных исходных параметров падающего импульса (длительность и планковская

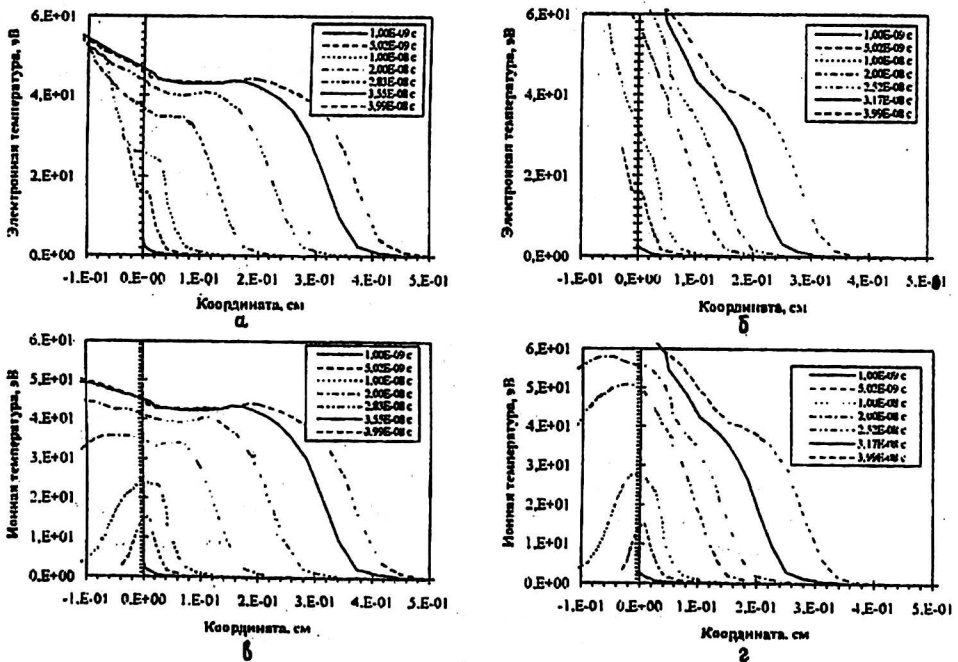


Рис. 2. Профили электронной и ионной температур: а, в — $\tau = 100$ нс; Т = 60 эВ; б, г — Т = 120 эВ (опыт № 2967)

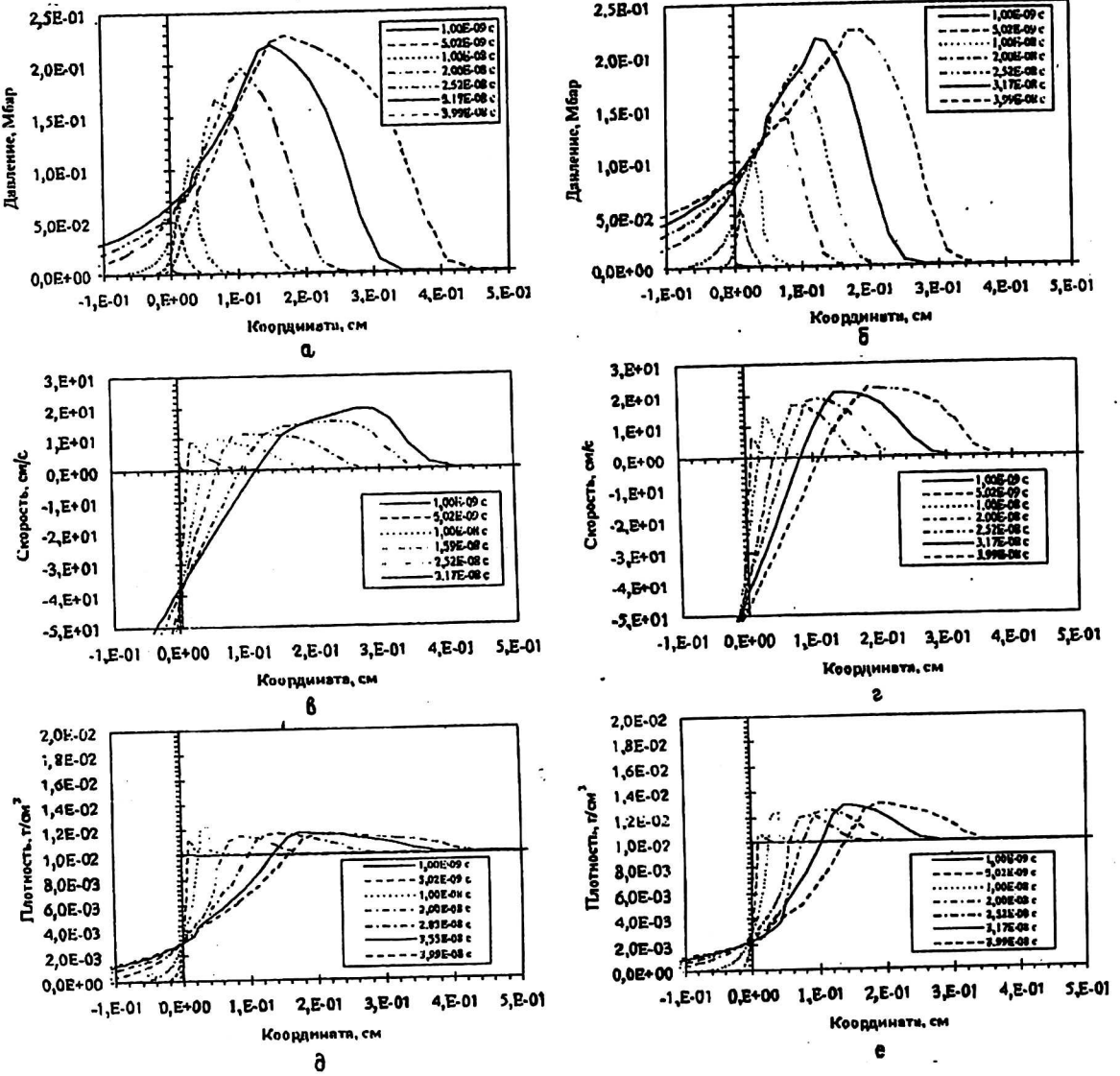


Рис. 3. Профиль давления; массовая скорость; плотность:
 а, в, д — $\tau = 100$ нс; $T = 60$ эВ; б, г, е — $T = 120$ эВ (опыт № 2967)

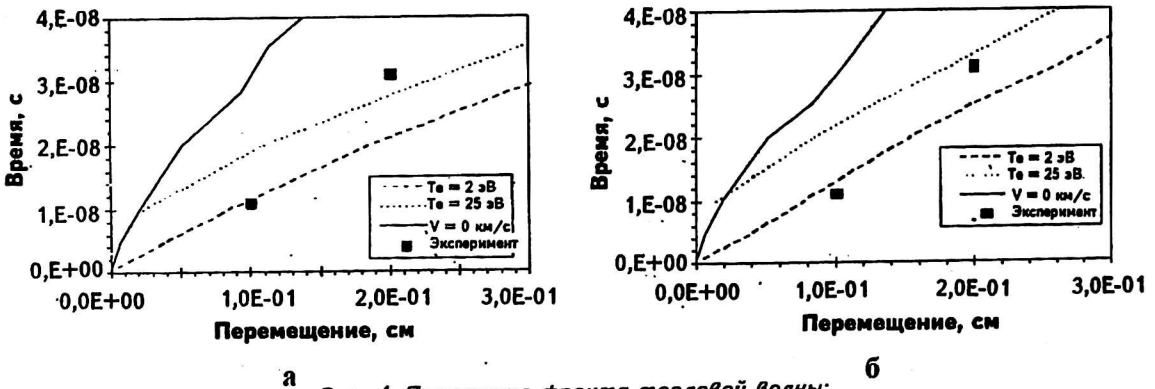


Рис. 4. Положение фронта тепловой волны:
 а — $\tau = 100$ нс; $T = 60$ эВ; б — $T = 120$ эВ

температура). На иллюстрациях заметно, что при меньших значениях температуры излучения глубина проникновения тепловой волны больше (для 60 и 120 эВ различие составило ~12 %). Для более жестких квантов почти вся энергия тратится на разогрев внешней, разлетающейся части вещества. По профилю температур и скорости рассматривались временные зависимости положения фронта тепловой волны и абляционной поверхности, где массовая скорость меняет знак (рис. 4). Экспериментальные значения для выхода тепловой волны, определяемые в опытах как граница светящейся области, вполне удовлетворительно ложатся в расчетную фронтальную область.

Выводы

1. Результаты численного моделирования воздействия УМРИ на материалы низкой плотности показали хорошее согласие с экспериментальными данными (в пределах 5—15 %), что свидетельствует о эффективности предложенной математической модели.

2. В рассмотренной области параметров воздействия радиационный перенос энергии теплового излучения плазмы играет определяющую роль во всем спектре процессов, поэтому он требует детального учета спектральных характеристик и, что особенно важно, выделения спектральных линий, определяющих собой этот перенос.

Литература

1. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортон В. Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН, 1984. Т. 142. Вып. 3. С. 395.
2. Базылев Б. Н., Пергамент М. И., Романов Г. С. и др. Экспериментальные и расчетно-теоретические исследования рентгеновского излучения и радиационной теплопроводности плотной лазерной плазмы с многозарядными ионами // ЖЭТФ, 1994. Т. 106. Вып. 6(12). С. 1628.
3. Острик А. В., Петровский В. П. Численное моделирование одномерного движения неравновесных паров, образующихся при взаимодействии ультракоротких импульсов излучения с преградой: Матер. VIII Всес. конф. "Физика низкотемпературной плазмы". — Минск, 1991. Ч. II. С. 229.
4. Базылев Б. Н., Лоборев В. М., Петровский В. П., Романов Г. С., Толкач В. И., Фортон В. Е. Математическое моделирование процессов взаимодействия рентгеновского излучения с конденсированными средами: XIII Межд. конф. "Уравнения состояния вещества". Тез. докладов. Терскол, 1998. С. 97.
5. Лоборев В. М., Петровский В. П., Фортон В. Е., Холод С. В. Расчетное сопровождение экспериментов на комплексе "Ангара-5-1" по воздействию ультрамягкого рентгеновского излучения на низкоплотные материалы: XIV Межд. конф. "Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество". Тез. докладов. Терскол, 1999. С. 48.
6. Lebedev M., Dyabilin K., Eidmann K., Fortov V., Grabovskij E., Smirnov V. Supersonic heat wave in low density foams generated by soft X-radiation from a Z-pinch plasma, Physics Letters A 240, 1998. — 73 p.

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

INFLUENCE OF ULTRASOFT X-RAY RADIATING ON LOW DENSITY MATERIALS

E. V. Grabovskij, V. P. Smirnov

Troitsk Institute for Innovative and Fusion Research, Troitsk, Russia

K. N. Dyabilin, V. E. Fortov

High Energy Density Research Center, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

V. M. Loborev, V. P. Petrovskij, S. V. Kholod

Central Institute of Physics and Technics of Defence Ministry RF, Sergiev Posad, Russia

The results of accounting accompanying the experimental studies on installation "Angara-5-1" on the influence of ultrasoft X-ray radiating on low density material are brought.