

# ИЗУЧЕНИЕ РАЗЛЕТА МНОГОСЛОЙНЫХ ФОЛЬГ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА LATRANT

Аристова Е. Н.

(Россия, Москва)

*В работе представлено сравнение результатов расчетов облучения слоистых пенистых структур потоком интенсивного лазерного излучения. Исследовалась эффективность конверсии лазерного излучения в рентгеновское в двух случаях: в первом пенистый полиэтилен просто прикрыт тончайшим слоем медной фольги, во втором полиэтиленовая пена включает кластеры хлорида меди. Было показано, что в случае тяжелой пены с кластерами меди высвечивается в рентгеновском диапазоне до 80% энергии лазера.*

**Введение.** Как известно, гидродинамические неустойчивости и перемешивание, возникающие при сжатии сферических мишеней в задачах управляемого термоядерного синтеза, препятствуют достижению необходимых для термоядерного горения плотностей и температур. Увеличение числа пучков (т.е. симметрии сжатия) несколько улучшает ситуацию, но не решает проблему в целом, не говоря уже о существенном техническом усложнении каждого выстрела и проблеме синхронизации пучков. Переход к мишеням типа «лазерный парник» существенно увеличивает симметрию сжимающего рентгеновского излучения, но очень значительно понижает процент энергии лазера, идущий собственно на сжатие мишени. Исследование взаимодействия интенсивного лазерного излучения с малоплотными средами было начато более 25 лет назад и имело целью как повысить нейтрон-

ный выход из шариков из дейтерированного полиэтилена за счет кавитации микрополостей, так и исследовать транспорт энергии для выравнивания распределения на оболочке лазерной мишени. Одной из главных особенностей малоплотных сред является их способность сжиматься под действием ударной волны до плотностей в несколько раз более высоких, чем те же вещества с полной плотностью. Однако удаление от центра сферы зоны поглощения лазерного излучения, как было показано Аврориным с сотрудниками, приводит к снижению эффективности мишени [1]. Перспективность использования слоя абсорбера-аблятора при сознательном уменьшении эффективности мишени, но при достижении устойчивости сжатия вызвало волну как экспериментальных исследований [2], так и исследований на основе различных математических моделей. Однако математическое моделирование сталкивается либо с отсутствием моделей испарения и гомогенизации плазмы пористых сред, либо с необходимостью расчета сильно структурированных сред. В настоящей работе начальная стадия взаимодействия лазерного излучения с веществом также фактически пропущена. Включение в малоплотную среду кластеров тяжелых элементов для гомогенизации плазмы является одним из перспективных направлений исследований как для физических, так и численных экспериментов.

На основе программы расчета газодинамических течений ATLANT и программы расчета переноса излучения LATRA (laser transport) создана единая методика LATRANT расчета течений излучающего газа в двумерной цилиндрической геометрии в приложении к задачам управляемого термоядерного синтеза. Программный комплекс учитывает перенос излучения в многогрупповом приближении и движение газа по улучшенной лагранжевой методике.

**Постановка задачи.** Уравнения газовой динамики в двухтемпературном односкоростном приближении для электронной и ионной компонент плазмы с учетом переноса излучения в лагранжевой системе координат имеют вид:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \text{grad}(p_e + p_i + \rho\omega) = \int_0^\infty \kappa^\nu \frac{\mathbf{W}^\nu}{c} d\nu, \quad (2)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} + \nabla \mathbf{W}_e + (p_e + \gamma\rho\omega) \nabla \mathbf{u} = \rho Q_{ie} + Q_r + \rho Q_e + \rho Q_z, \quad (3)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} + \nabla \mathbf{W}_i + (p_i + (1 - \gamma)\rho\omega) \nabla \mathbf{u} = -\rho Q_{ie} + \rho Q_i. \quad (4)$$

Здесь  $Q_{ie} = \frac{T_i - T_e}{\rho\psi}$  — обменный член энергией между электронной и ионной компонентами плазмы либо в форме Брагинского [3], либо в форме Калиткина [4];

$$Q_z = -\frac{\partial I(Z)}{\partial Z} \cdot Z \cdot F(Z, \rho, T_e)$$

— член, отвечающий за кинетику ионизации,  $Z$  — степень ионизации,  $I(Z)$  — энергия ионизации,  $F(Z, \rho, T_e)$  — скорость ионизации;

$Q_r = \int_0^\infty (\kappa^\nu U^\nu - \kappa_{pl}^\nu U_{pl}) d\nu$  — обмен энергией между излучением и

веществом,  $U^\nu$  — спектральная плотность излучения, умноженная

на скорость света,  $U_{pl}^\nu = 4\pi B^\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT_e) - 1}$  — планков-

ская равновесная плотность излучения ( $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана),  $\kappa^\nu$  — спектральный коэффициент поглощения с поправкой на вынужденное переизлучение. Остальные обозначения универсальны. В дальнейшем будем пренебрегать членом давления излучения в уравнении движения (2), поскольку он существенен только для сверхвысоких температур.

Система (1) – (4) замыкается уравнениями состояния:

$$\begin{aligned} p_e &= p_e(\rho, T_e), \quad p_i = p_i(\rho, T_i), \\ \varepsilon_e &= \varepsilon_e(\rho, T_e), \quad \varepsilon_i = \varepsilon_i(\rho, T_i). \end{aligned} \quad (5)$$

На границах расчетной области задается либо условие непротекания, либо значения внешнего давления, а также значения тепловых потоков для электронной и ионной компонент плазмы.

Для расчета поля излучения используется стандартное многогрупповое приближение по энергии для уравнения переноса, которое в двумерной  $r$ - $z$  геометрии при отсутствии рассеяния в сопутствующей системе координат имеет вид:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I^p}{\partial t} + \mathbf{\Omega} \cdot \nabla I^p + \kappa_U^p I^p = \kappa_{pl}^p B^p. \quad (6)$$

где  $p=1, \dots, P$  — номер группы, соответствующий частотному интервалу  $(\nu_p, \nu_{p+1})$ ,  $0 \leq \theta \leq \pi$ ,  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  — углы, определяющие направление полета фотона. Огромную роль в переносе излучения играет линейчатый рентгеновский спектр легких атомов с энергией меньше 1кэВ. Групповые коэффициенты  $\kappa_{pl}^p$ ,  $\kappa_U^p$  получены на основе данных о спектральной зависимости коэффициентов поглощения для выбранного набора пар  $(T_e, \rho)$  [5,6] при использовании эффективной температуры излучения при усреднении в группу в соответствии с [7].

Уравнение (6) дополняется начальными и граничными условиями:

$$I^p(0, \mathbf{x}, \mathbf{\Omega}) = F^p(\mathbf{x}, \mathbf{\Omega}), \quad (7)$$

$$I^p \Big|_{\mathbf{x} \in G} = \Phi^p(t, \mathbf{x}, \mathbf{\Omega}) \quad \text{для } \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{n} < 0, \quad (8)$$

где  $\mathbf{n}$  – внешняя нормаль к границе  $G$  расчетной области  $V$ .

Функции распределения в группе сопоставляются плотности и потоку излучения:

$$U^P = \int_{\Omega} I^P d\Omega, \quad W^P = \int_{\Omega} \Omega I^P d\Omega,$$

которые, однако, находятся не из решения уравнения переноса, а значительно точнее рассчитываются из групповых уравнений квазидиффузии.

Сильная нелинейность системы (1)–(6) определяется сильной зависимостью коэффициентов поглощения от температуры, их влиянием на процесс распространения излучения, которое, в свою очередь, оказывает влияние на перераспределение энергии в веществе (через член  $Q_r$ ). Эффективным методом решения (3),(4),(6) является метод квазидиффузии [7–9], который позволяет усреднить уравнение переноса сначала по угловым переменным и получить групповые уравнения квазидиффузии (КД), а потом и по энергии (группам). Совместное решение полученных эффективных одногрупповых уравнений квазидиффузии с уравнениями энергии для компонент плазмы позволяет построить эффективный ньютоновский процесс разрешения существующей нелинейности.

**Дискретизация и алгоритмы решения разностных задач.** Подробное описание численного алгоритма и использованных схем можно найти в работе [10]. Предложенный алгоритм основан на принципе расщепления по физическим процессам. Расчет уравнений на одном временном шаге проходит по следующей схеме:

0. Запоминание всех необходимых нестационарных величин с предыдущего временного шага.
1. Расчет уравнений газовой динамики с искусственной вязкостью – разлет ячеек с дробными шагами по времени, величину которых диктует явный алгоритм газовой динамики; вычисление вклада искусственной вязкости в уравнения энергии.
2. Расчет вклада электронной и ионной теплопроводности в уравнения энергии.
3. Пересчет геометрических коэффициентов для разностной схемы переноса излучения.

4. Решение групповых уравнений переноса, их осреднение по направлению полета фотонов в групповые уравнения КД, вычисление коэффициентов квазидиффузии и решение групповых уравнений КД.
5. Суммирование и осреднение групповых уравнений квазидиффузии по энергии в эффективную одногрупповую систему уравнений квазидиффузии.
6. Совместное решение двух уравнений энергии для электронного и ионного компонента плазмы и эффективной одногрупповой системы уравнений квазидиффузии.
7. Расчет энергетического баланса.

В предлагаемой схеме используются четырехугольные матрично-упорядоченные ячейки. С целью повышения устойчивости лагранжевых разностных сеток при разработке программы использовался подход, предложенный в [11], состоящий в увеличении в несколько раз числа узлов разностной сетки, в которых заданы термодинамические величины, по сравнению с количеством узлов, в которых заданы координаты и скорости узлов среды.

Непосредственное решение уравнения переноса предъявляет чрезмерно жесткие требования к точности используемых разностных схем в ситуации, когда функция распределения близка к равновесной. Метод квазидиффузии (КД) [8,9] хорошо зарекомендовал себя в задачах нелинейного взаимодействия излучения с веществом [7–9]. Он заключается в постепенном эффективном понижении размерности задачи сначала по угловым переменным, а затем и по энергетической. Таким образом, совместное решение уравнения переноса и уравнений энергии для компонент плазмы разбивается на подблоки 4, 5, 6. Был предложен параллельный алгоритм программного комплекса Latrant-P [12].

**Результаты расчетов.** Первые расчеты сжатия сферических мишеней по предлагаемой методике и сравнение их с аналогичными расчетами по трехтемпературной модели показали абсолютно разную динамику сжатия центральной области с горючим, т.е. непригодность трехтемпературной модели в задачах с существенным переносом энергии излучением [10]. Отдельно исследу-

довался разлет алюминиевой фольги толщиной 4 мкм под действием мощного лазерного импульса длительностью 0.8 нс и энергией 200 Дж [12]. Сверхкритическая начальная плотность фольги под действием излучения быстро становится подкритической в возникающей плазменной короне, а температура горячей части короны поднимается до 2200 эВ.

Для оценки эффективности преобразования лазерного излучения в рентгеновское в настоящей работе сравниваются решения для двух задач. Поскольку лазерный импульс обладает существенно меньшей энергией и большей длительностью, из базы данных оптических коэффициентов были выбраны данные для эффективной температуры излучения 250 эВ. Использовалось 14-групповое приближение.

Задача I. **Разлет трехслойной фольги.** В начальный момент времени задана трехслойная фольга с легкой полиэтиленовой пеной на алюминиевой подложке, сверху прикрытая тонкой медной фольгой, параметры слоев следующие:

$$\begin{array}{llll} 0. <z < 0.00002 & \text{см} & \text{Cu} & \rho = 8.9 \text{ г/см}^3 \\ -0.05 < z < 0. & \text{см} & (\text{CH}_2)_n & \rho = 10^{-3} \text{ г/см}^3 \\ -0.05015 < z < -0.05 & \text{см} & \text{Al} & \rho = 2.7 \text{ г/см}^3. \end{array}$$

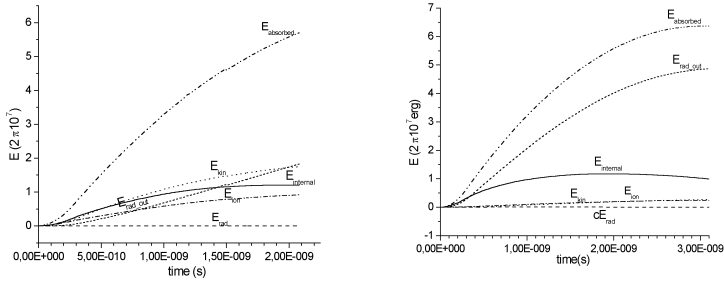
Со стороны медной фольги эта слоистая структура подвергается действию 40 Дж лазерного импульса неодимового лазера на первой гармонике с длиной волны 1.054 мкм. Лазерный импульс предполагался треугольным по времени длительностью 3 нс и максимумом при 0.3 нс, а по пространству гауссовским с радиусом полуширины 250 мкм.

Задача II. **Разлет двухслойной фольги.** Была рассчитана аналогичная задача о разлете полиэтиленовой пены с включенными непосредственно в пену кластерами хлорида меди. Массовые доли веществ в тяжелой пене равны.

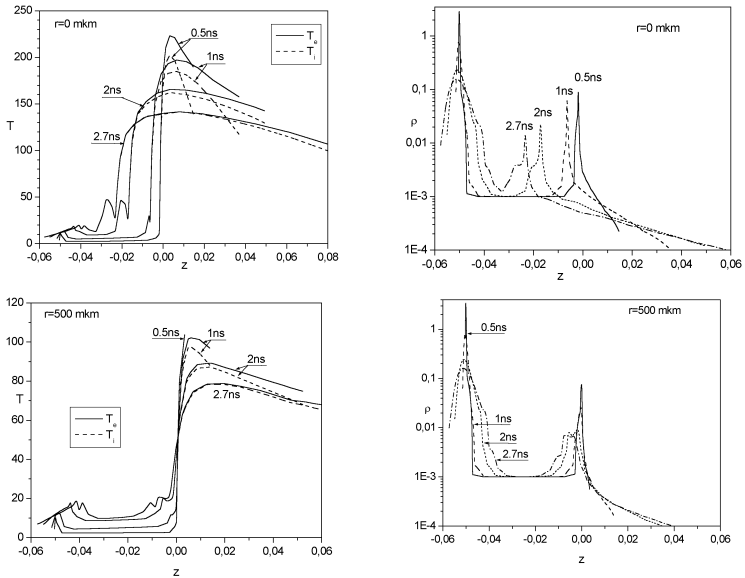
$$\begin{array}{llll} -0.052 < z < 0. & \text{см} & \text{CuCl}_2 + (\text{CH}_2)_n & \rho = 10^{-2} \text{ г/см}^3 \\ -0.05215 < z < -0.052 & \text{см} & \text{Al} & \rho = 2.7 \text{ г/см}^3. \end{array}$$

Заметим, что во второй задаче количество атомов меди на единицу высоты в полтора раза меньше, чем в первой задаче.

Эффективность конверсии лазерного излучения в рентгеновское продемонстрировано на рис.1, где представлены различные компоненты энергетического баланса в системе.



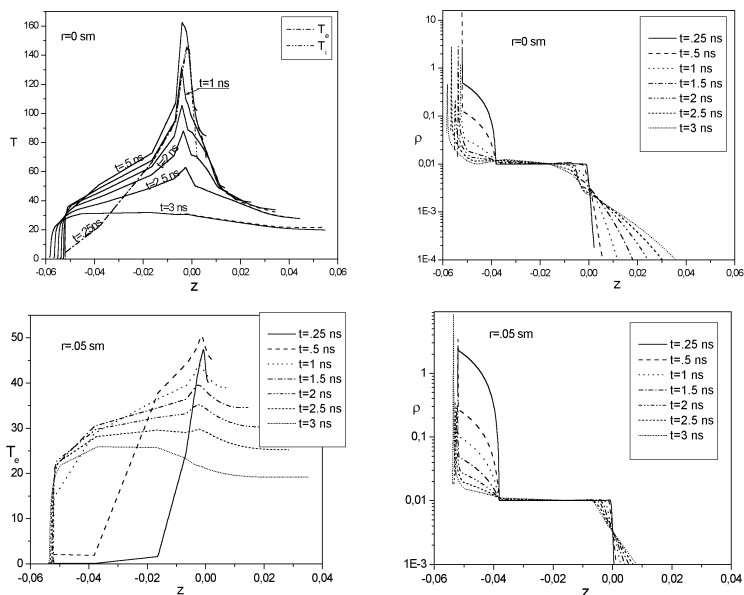
**Рис.1.** Распределение энергии по составляющим для задачи I (слева) и задачи II (справа)



**Рис.2.** Задача I. Зависимость электронной и ионной температур, а также плотности от высоты  $z$  в различные моменты времени. Верхняя пара рисунков отвечает оси симметрии, нижняя – радиусу 500 мкм



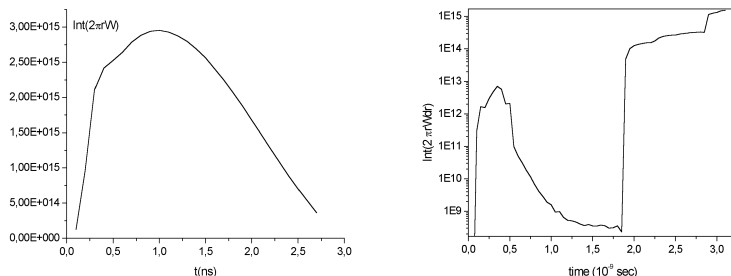
Заметим, что, хотя собственно энергия излучения пренебрежимо мала в данных задачах, излучение играет определяющую роль в процессах перераспределения энергии в системе. Отметим тот факт, что в случае равномерного распределения меди в слое полиэтилена (задача II) значительная часть энергии лазера (до 80%) высвечивается, а оставшаяся часть почти вся уходит на нагрев пены. Для тяжелых атомов и малой плотности вещества гидродинамика почти отсутствует, но вещество сильно светит как объемный источник. Для задачи I высвечивание значительно меньше, зато значительно сильнее развито гидродинамическое движение. Для сокращения данных о распределении температур и плотностей приводятся не двумерные распределения, а два среза поперек слоев.



**Рис.3.** Задача II. Зависимость электронной и ионной температур, а также плотности от высоты  $z$  в различные моменты времени. Верхняя пара рисунков отвечает оси симметрии, нижняя – радиусу 500 мкм

Интересно отметить возникновение двух температурных линз (немонотонность профилей) в пористом полиэтилене соответственно под слоем меди и над слоем алюминия для задачи I.

И наконец, на рис. 4 представлен поток излучения с обратной стороны слоистой структуры. Видно, что в задаче с кластерами меди существует момент времени, когда поток излучения нарастает за очень короткое время. Этот эффект регистрируется в экспериментах.



**Рис. 4.** Зависимость от времени интегрального потока излучения с обратной стороны мишени для задачи I (слева) и II (справа)

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аврорин Е.Н., Зуев В.Н., Карлыханов Н.Г. и др. Расчеты мишеней для ЛТС по программе «Заря». // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1985. — Вып. 2. — С. 21–28.
2. Борисенко Н.Г., Акимова И.В., Громов А.И. и др. Поглощение интенсивного лазерного излучения (до 1015 Вт/см<sup>2</sup>) и перенос энергии в подкритических средах, в т.ч. содержащих добавки тяжелых элементов. // М.: ФИ РАН им. П.Н.Лебедева, 2005. — Препринт № 26 — 45 с.
3. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме. // Вопросы теории плазмы, Вып.1. Ред. М.А.Леонтович. — М.: Госатомиздат, 1963 — 287с.

4. Калиткин Н.Н. О двухтемпературной плазме. // М.: Ин-т. прикл. матем. 1971. Препринт № 8 — 9 с.
5. Новиков В.Г., Никифоров А.Ф., Валько В.В. Коэффициенты поглощения фотонов в плазме по модели Дирака-Фока-Слэттера и их сравнение с результатами полуэмпирических методов. // Теплофизика высоких температур, 1993. —Т. 31, №6. —С. 881–889.
6. Ivanov E.M., Rozanov V.B., Vergunova G.A. Mean opacities of LTE plasmas: detailed configuration accounting versus other approaches. // Proceedings of SPIE. 2003. —5228. —Р. 79–88.
7. Аристова Е.Н., Гольдин В.Я., Колпаков А.В. Методика расчета переноса излучения в теле вращения. // Матем. Моделирование, 1997. — Т. 9, № 3. — С. 91–108.
8. Гольдин В.Я. Квазидиффузионный метод решения кинетического уравнения. // Ж. вычисл. матем. и матем. Физ, 1964. — Т. 4, № 6. — С. 1078–1087.
9. В.Я.Гольдин. О математическом моделировании задач сплошной среды с неравновесным переносом. // Современные проблемы матем. физ. и вычисл. матем. — М.: Наука, 1982. — С. 340–362.
10. Аристова Е.Н., Исаков А.Б. LATRANT: двумерная лагранжевая методика расчета течений излучающего газа в приложении к задачам УТС. // Математическое моделирование, 2004. —Т. 16, №3. — С. 63–77.
11. Волкова Р.А., Головизнин В.М., Коржунов В.К. Двумерная вариационно-разностная схема газовой динамики с повышенным числом термодинамических степеней свободы. // М.: Ин-т Прикладной математики, 1982. — Препринт № 64.
12. Аристова Е.Н., Асоцкий Д.И., Тишкин В.Ф. О параллельном алгоритме расчета течений излучающего газа LATRANT-P. // Математическое моделирование, 2004. — Т. 16, № 4. — С. 105–113.
13. Аристова Е.Н., Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. LATRANT: двумерная программа для моделирования газодинамических течений с существенным переносом радиации. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И.Лобачевского. Сер. Математическое моделирование и оптимальное управление, вып. 1(28). — Нижний Новгород, 2005. — С. 22-29.

**INVESTIGATION OF SPREAD OF MULTILAYERED FOILS  
UNDER LASER PULSE ACTION ON THE BASIS OF  
LATRANT PROGRAM COMPLEX**

**Aristova E. N.**

(Russia, Moscow)

*Comparison of calculation results for multilayered foam foils under action of intense laser pulse has been made. Effectiveness of conversion of laser radiation into X-rays has been under investigation in two different cases: in first, foamed polyethylene has been covered by layer of copper, in second, foam polyethylene included clusters of copper chloride. It was shown that in second case with heavy foam up to 80% of laser energy is transformed to X-rays.*