

УДК 519.6+533.9

МЕТОДИКА МИМОЗА-НДЗД. РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНЫХ ЗАДАЧ СПЕКТРАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Бабанов, С. А. Бельков, С. В. Бондаренко,
В. В. Ватулин, О. А. Винокуров, И. Н. Гречишкина, В. В. Змушко,
Т. Б. Измайлова, Е. И. Митрофанов, Н. А. Рябикина, Б. Н. Шамраев
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Рассматривается трехмерная методика МИМОЗА-НДЗД, которая позволяет моделировать процессы, требующие проведения совместных расчетов движения горячей излучающей плазмы, переноса излучения в приближении многогрупповой диффузии и кинетики ионизации с использованием двух моделей атома. Методика позволяет учесть эффекты нестационарного неравновесного спектрального переноса рентгеновского излучения.

Описаны основные уравнения, используемые в методике, приведена разностная аппроксимация решения трехмерного уравнения диффузии. Представлены результаты расчета в трехмерной постановке.

Ключевые слова: лазерное излучение, трехмерная диффузия, двухтемпературная газовая динамика со спектральным переносом излучения, мишень, ударная волна, неоднородность, сглаживание.

Введение

Достижение условий зажигания термоядерного топлива при сжатии мишеней в схемах лазерного термоядерного синтеза является основной проблемой как при прямом, так и непрямом способе сжатия. В настоящее время мощности существующих лазерных установок еще не достаточны для осуществления экспериментальной вспышки с положительным балансом энергии, выделяемой при термоядерном горении топлива. На данных установках в основном исследуются отдельные процессы и явления, необходимые для реализации условий горения. В связи с этим оптимизация параметров мишени и лазерного импульса на зажигание невозможна без расчетного моделирования.

Анализ и расчетное моделирование экспериментов, проводимых на существующих лазерных установках, требуют учета большого числа разнообразных физических процессов, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с веществом. Это процессы поглощения и рассеяния (в том числе нелинейные) мощного ла-

зерного излучения в короне, электронная и ионная теплопроводность, а также спектральный перенос рентгеновского излучения, генерируемого в нестационарной неравновесной высокотемпературной плазме, термоядерные реакции и перенос энергии быстрыми заряженными и нейтральными частицами (нейтроны, протоны и α -частицы), возникающими в термоядерных реакциях, и многие другие.

Наиболее полный учет этих процессов осуществляется в *одномерных* газодинамических программах СНДП [1], ЗАРЯ [2]. Однако возможности исследования процессов развития газодинамических неустойчивостей, влияния эффектов симметрии на конечные параметры (плотность, температура сжатого топлива) крайне ограничены или вообще недостижимы при одномерном моделировании. Вместе с тем нестационарные и неравновесные эффекты, характерные для лазерной плазмы, оказывают существенное влияние на динамику движения мишени и развитие возмущений. Все это определяет необходимость разработки и применения *двумерных* и *трехмерных* методик для расши-

рения возможностей моделирования лазерной плазмы.

Среди двумерных методик следует отметить методики МИМОЗА-НД [3], LASNEX [4], САТУРН-3 [5]. По методике МИМОЗА-НД выполнялось и выполняется большое количество расчетов по моделированию экспериментов, проводимых на лазерных установках ИСКРА-5 и ЛУЧ. Конструкции мишеней выбираются таким образом, чтобы по возможности иметь цилиндрическую симметрию и использовать для ее расчета двумерные программы. К таким мишеням относятся мишени ИЛЛЮМИНАТОР [6] и ЛАБИРИНТ [7].

Однако в большинстве случаев мишени представляют собой трехмерную конструкцию либо подвод энергии осуществляется трехмерным образом, как в экспериментах со сферическим боксом, проводимых на лазерной установке ИСКРА-5 [8]. Поэтому для более точного описания подобных экспериментов необходимо создание трехмерных программ. Среди таких программ следует отметить эйлерово-лагранжеву программу HYDRA [9], которая используется для моделирования экспериментов на лазерной установке NIF в Ливерморской национальной лаборатории (LLNL) США.

Данная статья посвящена описанию трехмерной методики МИМОЗА-НДЗД, предназначенной для моделирования в трехмерной геометрии экспериментов, проводимых на лазерных установках ИСКРА-5, ЛУЧ и будущей установке УФЛ 2М. Создание такой методики стало возможным с появлением в математическом отделении РФЯЦ-ВНИИЭФ высокопроизводительного вычислительного комплекса МВК. Методика МИМОЗА-НДЗД является аналогом двумерной методики МИМОЗА-НД [3] и позволяет рассчитывать те же физические процессы: поглощение и рассеяние лазерного излучения в короне, электронную и ионную теплопроводность, спектральный перенос рентгеновского излучения, термоядерные реакции, перенос энергии α -частицами, возникающими в термоядерных реакциях.

Основные положения

При интегрировании трехмерных уравнений газовой динамики в методике МИМОЗА-НДЗД, используется лагранжево-эйлеров метод, который в настоящее время является наиболее эф-

фективным при решении задач механики сплошной среды с большими деформациями.

Для аппроксимации уравнений газовой динамики используется разностная схема, базирующаяся на схеме Д [10]. На каждом счетном шаге строится новая разностная трехмерная сетка, в которой по возможности исправляются сильные деформации старой разностной сетки. При построении новой сетки координаты узла рассчитываются на основе координат узлов старой сетки, являющихся ближайшими *соседями* данного узла.

В методике МИМОЗА-НДЗД используются обобщенные на трехмерный случай двумерные программы построения расчетной сетки и пересчета величин [11]. При пересчете конвективных потоков применяется алгоритм, основанный на расщеплении по направлениям и использовании одномерного алгоритма повышенной точности. Повышение точности достигается введением внутри каждой ячейки распределения пересчитываемых величин, отличного от постоянного значения [12].

При *параллельных* вычислениях используется трехмерная геометрическая декомпозиция по процессорам.

Основные уравнения

Система уравнений трехтемпературной газовой динамики имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{V}}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \text{grad} (P + Q); & \frac{d\vec{Z}}{dt} &= \vec{V}; \\ \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \text{div} \vec{V}; & \frac{dE_f}{dt} &= -P_f \frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{dt}; \\ \frac{dE_e}{dt} &= -P_e \frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{dt}; & \frac{dE_i}{dt} &= -(P_i + Q) \frac{d\left(\frac{1}{\rho}\right)}{dt}. \end{aligned}$$

Здесь $\vec{Z} = (x, y, z)$; $\vec{V} = (u, v, w)$; Q — вязкость; $P = P_f + P_e + P_i$, $P_f = P_f(\rho, E_f)$, $P_e = P_e(\rho, E_e)$, $P_i = P_i(\rho, E_i)$, где P_f, E_f — давление и энергия излучения; P_e, E_e — давление и энергия электронов; P_i, E_i — давление и энергия ионов.

При интегрировании этих уравнений на лагранжевом этапе расчета, как указывалось выше, используется разностная схема на базе схемы Д. Для *размазывания* ударных волн (УВ) вводится комбинация квадратичной и линейной вязкостей [11].

Для подавления коротковолновых возмущений применяется процедура сглаживания нормальных к линии сетки компонент скорости. Сглаживание осуществляется с помощью оператора четвертых разностей [13]. Подбирая правильным образом параметры оператора сглаживания, можно добиться того, что самые высокочастотные возмущения за относительно небольшое число счетных шагов по времени уменьшаются на несколько десятков порядков. Возмущение, захватывающее четыре счетные точки (в разложении такого возмущения в ряд Фурье будет преобладать четвертая гармоника), уменьшится примерно на 1%; длинноволновые возмущения будут еще менее чувствительны к сглаживанию. Таким образом, сглаживание четвертыми разностями сильно дискриминирует гармоники в зависимости от их номера: подавляет счетные эффекты, проявляющиеся на высоких гармониках, и слабо влияет на низкие гармоники, описывающие решение задачи. Выбором коэффициентов оператора сглаживания можно регулировать положение границы раздела между теми и другими гармониками.

Столь подробное описание процедуры сглаживания объясняется тем, что при расчете мишеней очень большое значение имеет выбор расчетной сетки. Особенно это важно для сферических мишеней, в которых плотность газа в процессе их сжатия может увеличиваться в 1000 раз по сравнению с первоначальной плотностью и при расчете которых все возмущения нарастают экспоненциально по отношению к начальной и конечной плотности.

Уравнение спектрального переноса излучения в диффузионном приближении имеет следующий вид [14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_\nu}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{S}_\nu &= j_\nu - c\chi_\nu^{abs} U_\nu, \\ \vec{S}_\nu &= -\frac{c}{3\tilde{\chi}_\nu^{abs}} \nabla U_\nu, \\ \rho \frac{\partial E_e}{\partial t} &= \int_0^\infty (c\chi_\nu^{abs} U_\nu - j_\nu) d\nu, \end{aligned} \quad (1)$$

где U_ν — спектральная плотность энергии рентгеновского излучения в единице объема; j_ν — спектральная плотность мощности рентгеновского излучения единицы объема плазмы; χ_ν^{abs} — полный спектральный коэффициент поглощения рентгеновского излучения; c — скорость света; E_e — внутренняя энергия электронов.

Разобьем спектральный интервал на K групп с границами $\{\varepsilon_\nu, \varepsilon_{\nu+1}\}$. Проинтегрируем уравнение (1) по группе с номером ν . Тогда, вводя обозначения $\tilde{U}_\nu = \int_{\varepsilon_\nu}^{\varepsilon_{\nu+1}} U_\nu d\varepsilon$, $\Delta j_\nu = \int_{\varepsilon_\nu}^{\varepsilon_{\nu+1}} j_\nu d\varepsilon$, $\tilde{\chi}_\nu^{abs} = \frac{\int_{\varepsilon_\nu}^{\varepsilon_{\nu+1}} \chi_\nu d\varepsilon}{\varepsilon_{\nu+1} - \varepsilon_\nu}$ и переходя от уравнения для спектральной плотности излучения к уравнению для энергии излучения в интервале с номером ν , получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{U}_\nu}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{S}_\nu &= \Delta j_\nu - c\tilde{\chi}_\nu^{abs} \tilde{U}_\nu; \\ \vec{S}_\nu &= -\frac{c}{3\tilde{\chi}_\nu^{abs}} \nabla \tilde{U}_\nu; \\ \rho \frac{\partial E_e}{\partial t} &= \sum_\nu (c\tilde{\chi}_\nu^{abs} \tilde{U}_\nu - \Delta j_\nu). \end{aligned}$$

Для решения этих уравнений используется неявная разностная схема, основанная на дискретной записи закона сохранения плотности излучения для каждой шестигранной ячейки сетки. Разностная аппроксимация уравнения диффузии будет рассмотрена ниже.

Уравнение электронной теплопроводности имеет следующий вид:

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla (\chi_e \nabla T_e),$$

где T_e — температура электронов; χ_e — коэффициент электронной теплопроводности.

Аналогично, уравнение ионной теплопроводности

$$\frac{dE_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla (\chi_i \nabla T_i),$$

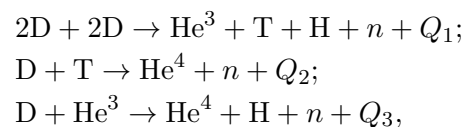
где T_i — температура ионов; χ_i — коэффициент ионной теплопроводности.

Система уравнений, описывающая электронно-ионную релаксацию:

$$\begin{aligned} \frac{dE_e}{dt} &= A(\rho, T_e) (T_i - T_e); \\ \frac{dE_i}{dt} &= -A(\rho, T_e) (T_i - T_e), \end{aligned}$$

где $A(\rho, T_e)$ — коэффициент электронно-ионной релаксации.

Рассчитываются три основные термоядерные реакции:



где Q_1, Q_2, Q_3 обозначают энерговыделение в этих реакциях (без учета энергии нейтронов).

Кроме того, при расчете спектральных коэффициентов поглощения и излучения плазмы, коэффициентов теплопроводности и электронно-ионной релаксации, а также уравнения состояния электронов решаются уравнения кинетики ионизации и возбуждения ионов плазмы в приближении среднего иона [15].

Разностная аппроксимация трехмерного уравнения диффузии

Решение трехмерных уравнений диффузии осуществляется на разностной сетке, которая состоит из шестигранных ячеек и является структурированной вдоль всех трех направлений.

При расчете спектрального переноса излучения в диффузионном приближении, переноса энергии электронами и ионами используется одна и та же пространственная аппроксимация оператора $\text{div } \chi \text{ grad } U$. Поэтому ограничимся рассмотрением разностной схемы расчета спектрального переноса излучения.

Рассмотрим уравнение диффузии без правой части:

$$\frac{\partial U_\nu}{\partial t} + \text{div } \vec{S}_\nu = 0, \quad \vec{S}_\nu = -\frac{c}{3k_\nu^{abs}} \nabla U_\nu,$$

где ν — номер спектральной группы.

Для решения этого уравнения используется неявная разностная схема, основанная на дискретной записи закона сохранения плотности излучения для каждой шестигранной ячейки сетки:

$$\frac{U_\nu^{n+1} - U_\nu^n}{\Delta t} + \frac{\sum_{i=1}^6 L_i S_\nu^i}{V} = 0,$$

где L_i — площадь грани; V — объем ячейки; Δt — шаг по времени.

Для решения полученной в результате аппроксимации линейной системы неявных разностных уравнений используется библиотека параллельных решателей PMLP [16].

При вычислении потока излучения через сторону ячейки вводится ограничение на его значение через ограничение χ_ν^{abs} — полного спектрального коэффициента поглощения рентгеновского излучения.

Также вводится ограничение потока электронов через сторону ячейки при расчете уравнения электронной теплопроводности. Этот по-

ток ограничивается некоторым предельным значением.

Задача о сжатии сферической мишени рентгеновским излучением

В качестве тестового расчета для методики МИМОЗА-НДЗД был выбран расчет генерации нейтронов при сжатии сферической стеклянной капсулы, наполненной DT-газом, под действием рентгеновского импульса.

Для расчета временной зависимости и пространственного распределения рентгеновского излучения на поверхности капсулы использовалась программа СНД-ЛИРА [17]. В этом расчете бокс-конвертер представлял собой медную сферическую оболочку, покрытую изнутри слоем золота; 12 лазерных пучков вводились внутрь бокса через 6 отверстий. Геометрия расчета соответствовала условиям экспериментов по непрямому облучению, проводимых на установке ИСКРА-5 [18].

В результате выполненного по программе СНД-ЛИРА расчета была получена плотность рентгеновского излучения на поверхности капсулы $U_\nu(\theta, \varphi, t)$ (θ и φ — полярный и азимутальный углы, определяющие положение точки на поверхности капсулы; t — момент времени), которая в дальнейшем использовалась в расчетах сжатия капсулы по методике МИМОЗА-НДЗД.

Тестовый расчет в сферически-симметричной постановке. Для тестового сферически-симметричного расчета по методике МИМОЗА-НДЗД полученное распределение рентгеновского излучения $U_\nu(\theta, \varphi, t)$ было усреднено по углам θ и φ :

$$\langle U_\nu(t) \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi U_\nu(\theta, \varphi, t) \sin(\theta) d\theta d\varphi}{4\pi}.$$

На рис. 1 приведена временная зависимость эффективной температуры рентгеновского излу-

чения $T_\gamma(t) = \left(\frac{\int_0^\infty \langle U_\nu(t) \rangle d\nu}{\sigma} \right)^{1/4}$, σ — постоянная Стефана—Больцмана. Как видно из этого рисунка, максимальная температура составляет 135 эВ.

На рис. 2 приведен спектр рентгеновского излучения в момент времени $t = 0,8$ нс, когда его температура максимальна.

В расчетах по методике МИМОЗА-НДЗД учитывались следующие физические процессы: газодинамика в двухтемпературном приближении, электронная и ионная теплопроводности с электронно-ионной релаксацией, перенос рентгеновского излучения в приближении многогрупповой диффузии. Кинетика ионизации плазмы, спектральные пробеги и излучательные характеристики плазмы, а также уравнения состояния рассчитывались в приближении среднего иона. Перенос рентгеновского излучения рассчитывался в спектральном диапазоне от 0 до 5 кэВ, который был разбит на 46 групп. В качестве граничного условия для диффузии на внешней поверх-

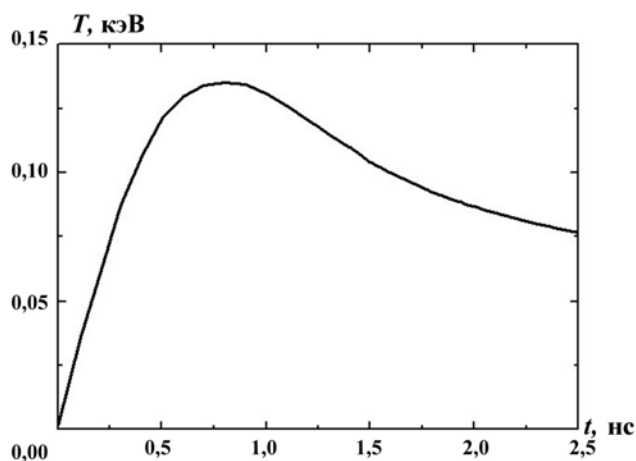


Рис. 1. Временная зависимость эффективной температуры рентгеновского излучения

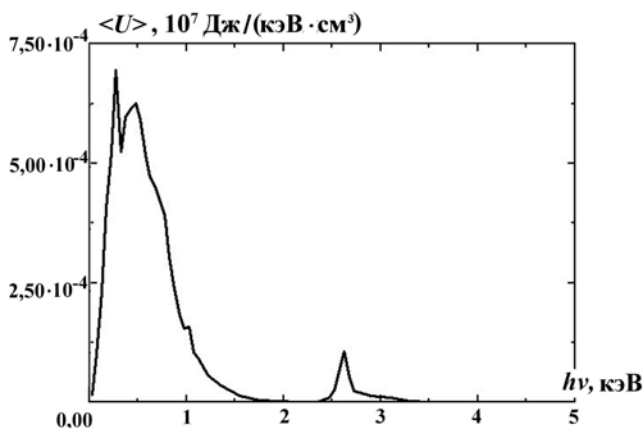


Рис. 2. Спектр рентгеновского излучения в момент времени $t = 0,8$ нс

ности капсулы задавалась спектральная плотность излучения $\langle U_\nu(t) \rangle$.

Задача считалась в секторном приближении: по θ — от $85,5$ до $94,5^\circ$, по φ — от 0 до 9° . Сетка выбиралась следующим образом: по углу θ бралось 3 столбца, по углу φ — 3 листа, по радиусу — 90 строк.

Впоследствии были проведены аналогичные расчеты по двумерной методике МИМОЗА-НД и по одномерной программе СНДП.

На рис. 3 представлены временные зависимости скорости нейтронного выхода. В расчетах по методикам МИМОЗА-НДЗД и МИМОЗА-НД ускорение оболочки на начальной стадии ($t < 1,5$ нс) происходит несколько быстрее, чем в расчете по программе СНДП. Поэтому и момент фокусировки, и момент максимального сжатия в расчете по программе СНДП наступают примерно на 30—40 пс позднее, чем соответствующие моменты в расчетах по двумерной и трехмерной методикам. Максимальное объемное сжатие в расчете по методике МИМОЗА-НДЗД достигает $\approx 1,4 \cdot 10^3$, по методике МИМОЗА-НД — $\approx 1,4 \cdot 10^3$, а по программе СНДП — $\approx 1,3 \times 10^3$. Нейтронный выход в расчете по методике МИМОЗА-НДЗД составил $\approx 9,4 \cdot 10^7$, по методике МИМОЗА-НД — $\approx 1,0 \cdot 10^8$, а по программе СНДП — $\approx 8,5 \cdot 10^7$.

Таким образом, наблюдается удовлетворительное согласие результатов сферически-симметричных расчетов по различным программам (отличие нейтронного выхода не превышает 11%).

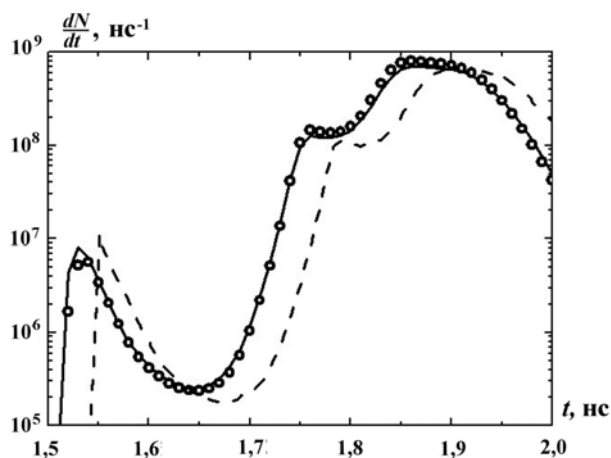


Рис. 3. Временные зависимости скорости нейтронного выхода: — — расчет по методике МИМОЗА-НДЗД; \circ — расчет по методике МИМОЗА-НД; - - - - расчет по программе СНДП

Расчет в трехмерной постановке. В *трехмерном расчете* учитывались те же физические процессы, что и в сферически-симметричном. В качестве граничного условия для спектральной диффузии на внешней поверхности капсулы задавалась плотность излучения $U_\nu(\theta, \varphi, t)$.

Как показал анализ пространственного распределения $U_\nu(\theta, \varphi, t)$, среднеквадратичная неоднородность рентгеновского излучения на момент максимума средней плотности излучения ($t = 0,8$ нс) составляет $\varepsilon_{rms} = 1,8\%$. На рис. 4 приведены временные зависимости *парциальных* неоднородностей ε_n , характеризующих различные пространственные масштабы, которые присутствуют в структуре неоднородности рентгеновского излучения на поверхности капсулы (n — номер сферической гармоники); ε_n связаны со среднеквадратичной неоднородностью ε_{rms} соотношением

$$\varepsilon_{rms} = \sqrt{\sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n^2}.$$

Перенос рентгеновского излучения рассчитывался на той же спектральной сетке. Задача считалась в полном развороте: по φ — от 0 до 360° , по θ — от 0 до 180° . Расчетная пространственная сетка строилась следующим образом: по радиусу бралось 90 строк, по углу θ — 90 столбцов, по углу φ — 180 листов.

На рис. 5 приведена временная зависимость нейтронного выхода, полученная в трехмерном расчете по методике МИМОЗА-НДЗД. Для сравнения на этом же рисунке представлена аналогичная зависимость, полученная в сферически-симметричном расчете по этой же методике.

Генерация нейтронов происходит следующим образом. Рентгеновский импульс облучает стеклянную оболочку, приводя ее в движение. Обо-

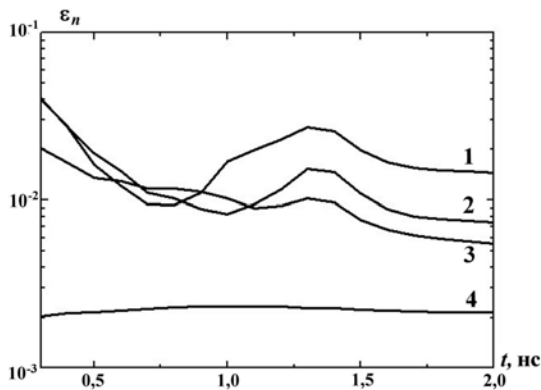


Рис. 4. Временные зависимости ε_n : 1 — ε_1 ; 2 — ε_2 ; 3 — ε_3 ; 4 — ε_4

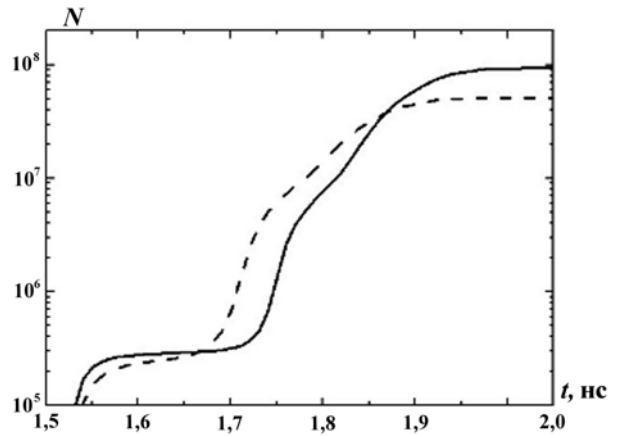


Рис. 5. Временные зависимости нейтронного выхода: — — — — трехмерный расчет; — — — — сферически-симметричный расчет

лочка, в свою очередь, начинает сжимать ДТ-газ. В случае сферически-симметричного облучения по газу распространяется сходящаяся к центру сферическая УВ. В некоторый момент времени, который принято называть моментом фокусировки, УВ приходит в центр. В этот момент температура газа в центре капсулы резко возрастает и начинается генерация нейтронов. По газу, сжатому первой УВ, начинает распространяться отраженная (от центра) УВ. Однако газ, нагретый до температур в несколько килоэлектронвольт, начинает остывать (за счет электронной теплопроводности) и скорость генерации нейтронов падает. В некоторый момент времени отраженная УВ достигнет границы *газ—оболочка*. Если оболочка легкая, то отраженная УВ практически полностью остановит ее движение к центру и генерация нейтронов закончится, т. е. во временной зависимости скорости генерации нейтронов будет только один максимум, обусловленный ударным сжатием газа. Если же оболочка тяжелая, то отраженная от центра УВ лишь немного затормозит оболочку, сжатие газа и генерация нейтронов продолжатся (в дальнейшем эту стадию будем называть *дожатием*). В результате во временной зависимости скорости генерации нейтронов будет еще один максимум. Это так называемый *абляционный режим* сжатия.

Как видно из рис. 3, при выбранных параметрах мишени (давление газа, толщина капсулы) и рентгеновского импульса в данной задаче сжатие происходит в абляционном режиме и основная часть нейтронов генерируется при дожатии.

В трехмерном расчете УВ в газе фокусируется в момент времени $t = 1,52$ нс и фокусировка происходит на расстоянии $\Delta R_{foc} \approx 4 \div 5$ мкм от геометрического центра капсулы в начальный момент времени. При этом в момент фокусировки средний радиус границы *газ–стекло* $\langle R \rangle = \left(\frac{3V_{DT}}{4\pi} \right)^{1/3} \approx 43$ мкм (V_{DT} — объем газа в момент фокусировки). То есть асимметрия рентгеновского излучения, сжимающего капсулу, слабо влияет на ударное сжатие газа, которое происходит практически сферически-симметрично $\left(\frac{\Delta R_{foc}}{\langle R \rangle} \ll 1 \right)$. Поэтому, как видно из рис. 5, нейтронный выход, который генерируется при ударном сжатии газа ($t < 1,62$ нс), в трехмерном расчете составляет $\approx 2,5 \cdot 10^5$, что всего лишь на 12 % меньше, чем в сферически-симметричном расчете ($\approx 2,8 \cdot 10^5$).

На рис. 6, *а*, *б* приведены поверхности, которые представляют собой границы между газом и оболочкой на два момента времени: $t = 1,54$ нс —

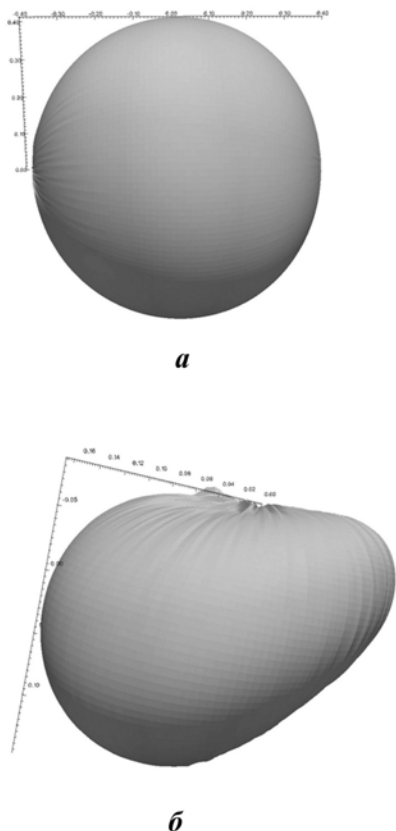


Рис. 6. Границы между газом и оболочкой на два момента времени: *а* — $t = 1,54$ нс; *б* — $t = 1,83$ нс

момент максимума скорости генерации нейтронов на стадии ударного сжатия; $t = 1,83$ нс — момент максимума скорости генерации нейтронов при дожатии. Как видно из этого рисунка, в момент времени $t = 1,54$ нс граница между газом и стеклом практически не отличается от сферы, тогда как в момент $t = 1,83$ нс граница сильно деформирована. То есть на стадии дожатия неоднородность рентгеновского излучения сказывается существенно сильнее. Полный нейтронный выход в трехмерном расчете составляет $\approx 5,1 \cdot 10^7$, тогда как в сферически-симметричном расчете $\approx 9,4 \cdot 10^7$.

На рис. 7, 8 (см. также цветную вкладку) приведены двумерные профили плотности и ионной температуры в одном из сечений, проходящих через центр капсулы, на те же моменты времени. Черная жирная линия — граница между газом и оболочкой.

Максимальное объемное сжатие в трехмерном расчете по методике МИМОЗА-НДЗД достигает $\approx 1,14 \cdot 10^3$.

На рис. 9 (см. также цветную вкладку) приведена поверхность, которая представляет собой границу между газом и оболочкой на момент

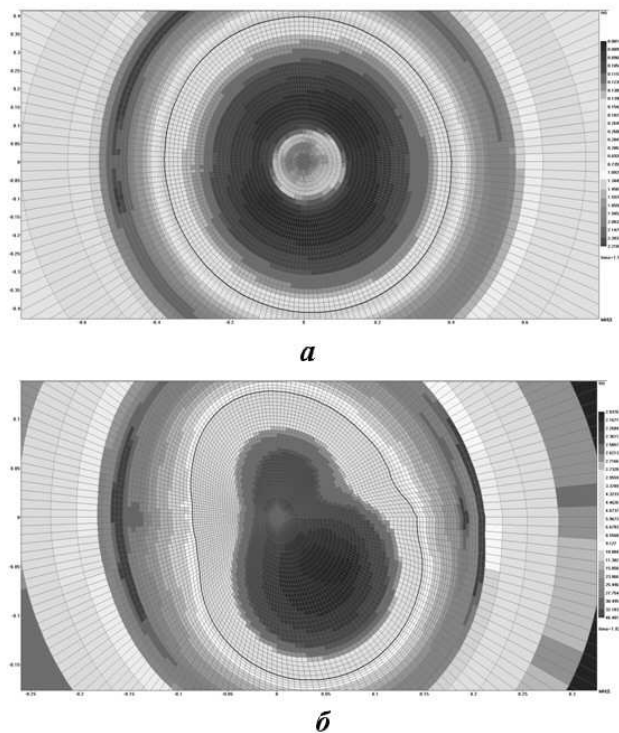


Рис. 7. Двумерные профили плотности на два момента времени: *а* — $t = 1,54$ нс; *б* — $t = 1,83$ нс

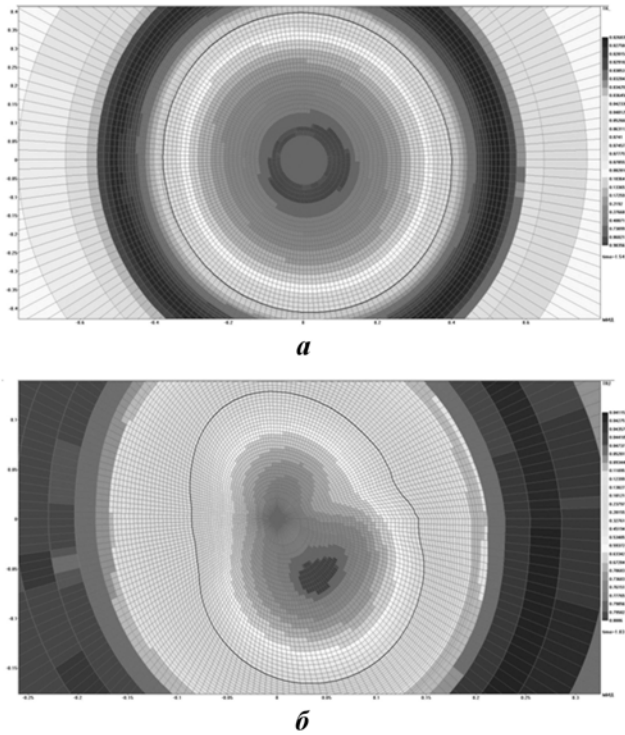


Рис. 8. Двумерные профили ионной температуры на два момента времени: *a* — $t = 1,54$ нс; *б* — $t = 1,83$ нс

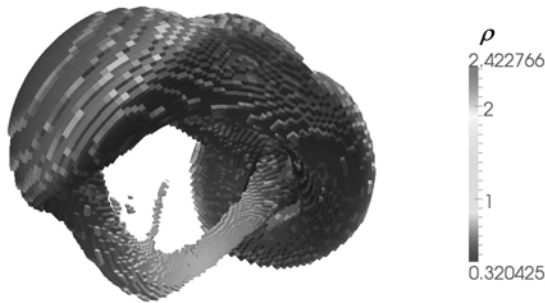


Рис. 9. Граница между газом и оболочкой на момент времени $t = 2,25$ нс

времени $t = 2,25$ нс. Как видно из этого рисунка, рост возмущений, вызванных неоднородностью рентгеновского излучения, приводит к существенным деформациям капсулы, в результате которых происходит разрыв газовой области на стадии разлета.

Заключение

Созданная методика МИМОЗА-НДЗД позволяет выполнять существенно трехмерное численное моделирование экспериментов, проводи-

мых на лазерных установках, и учитывать такие физические процессы, как поглощение и рассеяние лазерного излучения в короне, электронная и ионная теплопроводность, спектральный перенос рентгеновского излучения, термоядерные реакции, перенос энергии α -частицами, возникающими в термоядерных реакциях.

Проведен трехмерный расчет сжатия сферической стеклянной капсулы, наполненной DT-газом, под действием неоднородного по поверхности капсулы рентгеновского излучения. В трехмерном расчете нейтронный выход составил $\approx 5,1 \cdot 10^7$, тогда как в сферически-симметричном расчете $\approx 9,4 \cdot 10^7$.

Список литературы

1. Бельков С. А., Долголёва Г. В. Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбужденных уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып. 1. С. 59–61.
2. Аврорин Е. Н., Зуев А. И., Лазарев Ю. Н. и др. Расчеты мишеней ЛТС по программе ЗАРЯ // Там же. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1985. Вып. 2. С. 10–20.
3. Софронов И. Д., Бельков С. А., Винокуров О. А. и др. Методика расчета спектрального переноса излучения в двумерном комплексе МИМОЗА-НД // Там же. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2000. Вып. 1. С. 8–15.
4. More R. M., Warren K. H., Young D. A., Zimmerman G. B. Quotidian equation of state for hot dense matter // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. P. 3059.
5. Шагалев Р. М., Шумилин В. А., Алексеев А. В. и др. Математические модели и методики решения многомерных задач переноса частиц и энергии, реализованные в комплексе САТУРН-3 // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1999. Вып. 4. С. 20–26.
6. Ватулин В. В., Базин А. А., Беляков И. М. и др. Расчетные исследования свойств ма-

- терии в экстремальных условиях // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2007. Т. 11. С. 6—15.
7. Бельков С. А., Бондаренко С. В., Винокуров О. А. и др. Численное моделирование по комплексу МИМОЗА-НД экспериментов со сферическим боксом, проводимых на лазерной установке ИСКРА-5 (мишень лабиринт) // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2004. Т. 6. С. 42—55.
 8. *Bel'kov S. A., Mkhitarian L. S., Vinokurov O. A. et al.* Study of the shell's large-scale asymmetry influence on the dynamics using the ISKRA-5 facility // *Laser and Particle Beams*. 1999. Vol. 17, No 3. P. 385—390.
 9. *Blue B. E., Weber S. V., Glendinning S. G. et al.* Experimental investigation of high-Mach-number 3D hydrodynamic jets at the National Ignition Facility // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 94. P. 095005.
 10. Вершинин В. Б., Делов В. И., Софронов В. Н. Разработка и реализация в комплексе Д численного метода расчета трехмерных нестационарных упругопластических течений // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2000. Вып. 3. С. 9—24.
 11. Софронов И. Д., Афанасьева Е. А., Винокуров О. А. и др. Комплекс программ МИМОЗА для решения многомерных задач механики сплошной среды на ЭВМ Эльбрус-2 // Там же. 1990. Вып. 2. С. 3—9.
 12. *Zmushko V. V.* Computation of convective flows and their realization in MIMOZA code // *Int. Workshop "New Models Numerical Codes for Shock Wave Processes in Condensed Media"*. Oxford, September 15—19, 1997.
 13. Загускин В. Л. Методы расчета задач механики сплошной среды. Ростов-на-Дону: Изд-во РГУ, 1979.
 14. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
 15. Бельков С. А., Гаспарян П. Д., Кочубей Ю. К., Митрофанов Е. И. Модель среднего иона для расчета состояния многозарядной, многокомпонентной, нестационарной и неравновесной плазмы // *ЖЭТФ*. 1997. Т. 111. С. 496—513.
 16. Артемьев А. Ю., Бартенев Ю. Г., Басалов В. Г. и др. Библиотека решателей разреженных линейных систем // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2004. Вып. 7. С. 80—95.
 17. Бондаренко С. В., Долголёва Г. В., Новикова Е. А. Численная методика расчета в секторном приближении спектрального переноса рентгеновского излучения и лазерного поглощения в боксе-конверторе рентгеновской мишени (программа СНД-ЛИРА) // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2007. Вып. 3—4. С. 15—26.
 18. Анненков В. И., Беспалов В. И., Бредихин В. И. и др. Перевод йодного лазера "Искра-5" в режим работы на второй гармонике // *Квантовая электроника*. 2005. Т. 35, № 11. С. 993—995.

Статья поступила в редакцию 24.08.11.