

Численное моделирование трехмерной неоднородности полей излучения (рентгеновского и лазерного) в экспериментах со сферическими боксами-конвертерами на установке «Искра-5»

С.В.Бондаренко, Г.В.Долголева, Е.А.Новикова

Приводятся результаты спектральных расчетов динамики поглощения лазерного излучения и генерации рентгеновского излучения в объеме сферического бокса-конвертера для экспериментов по инерционному синтезу, выполненных на установке «Искра-5» в 1990-х годах. При проведении численного моделирования учитывалась реальная конфигурация 12 лазерных пучков и 6 отверстий для ввода лазерного излучения. Расчеты были выполнены в секторном приближении, в рамках которого внутренняя поверхность бокса разбивается на некоторое число областей – секторов, для каждого из которых движение вещества и перенос излучения рассчитывались по одномерной программе СНД (спектральная неравновесная динамика). Спектральные расчеты продемонстрировали наличие резкой неоднородности облучения капсулы в области М-полосы (2.7–2.9 кэВ). Показано, что усредненная по спектру среднеквадратичная неоднородность потока энергии рентгеновского излучения на капсуле (за промежуток времени, в течение которого происходит ее сжатие) составляет около 2.5 % при равной энергии лазерных пучков и примерно 3 % с учетом характерного энергетического дисбаланса в пучках.

Ключевые слова: взаимодействие лазерного излучения с веществом, лазерный термоядерный синтез.

1. Введение

В 90-х годах прошлого века в РФЯЦ – ВНИИЭФ на установке «Искра-5» была выполнена серия экспериментов по лазерному термоядерному синтезу [1, 2]. В этих экспериментах воздействие на капсулу, содержащую термоядерное горючее (газовая смесь дейтерия и трития) осуществлялось квазиравновесным рентгеновским излучением, генерирующимся внутри бокса-конвертера вследствие поглощения введенного в него лазерного излучения большой мощности. Под действием излучения с эффективной температурой $T_X \approx 200$ эВ часть вещества оболочки капсулы испаряется и формирует импульс давления, под действием которого и происходит сжатие термоядерного горючего. О таком способе воздействия говорят как о непрямом облучении мишени. В экспериментах использовались конструкции мишеней со сферической и цилиндрической симметрией бокса. В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением случая сферической геометрии бокса.

Задачей первостепенной важности является достижение высокой степени однородности облучения поверхности капсулы, необходимой для однородного сжатия термоядерного горючего. Однородность поля рентгеновского излучения на капсуле определяется характеристиками рентгеновского источника на стенках бокса-конвертера. Неоднородность излучения стенок бокса обусловлена его конструктивными особенностями (например, геометрией бокса), но в большей степени определяется неоднородностью распределения поглощения ла-

зерного излучения (т.е. расположением первичных лазерных пятен, а также вторичным перераспределением лазерного излучения в случае его многократного отражения внутри бокса).

В целом ряде статей (см., напр., [3–5]) динамика генерации рентгеновского излучения в вакуумных полостях рассчитывается на основе автомоделных решений, полученных в [6]. В этом подходе поверхность полости разбивается на элементы, для каждого из которых вычисляются факторы видимости всех остальных элементов поверхности. Рентгеновская светимость различных элементов находится из решения нелинейной системы алгебраических уравнений. В работе [7] приводятся результаты трехмерных расчетов генерации рентгеновского излучения в сферическом боксе-конвертере с четырьмя отверстиями (расположенными в симметрии тетраэдра) на установке OMEGA. В этих расчетах рентгеновская светимость различных элементов внутренней поверхности бокса находилась из решения одногруппового уравнения диффузии с учетом нагрева, вызванного поглощением падающего лазерного излучения, потерь энергии на собственное излучение, а также рентгеновского излучения, приходящего от остальных участков внутренней поверхности бокса. Авторами настоящей статьи был разработан подход, базирующийся на проведении серии секторных расчетов по программе СНД (спектральная неравновесная динамика) [8]. Данная методика позволяет выполнять одномерные расчеты двухтемпературной газодинамики и переноса излучения (в приближении многогрупповой диффузии). Каждый из таких секторных расчетов проводится независимо, а связь между ними осуществляется с помощью граничных условий для излучения (рентгеновского и лазерного).

В программе СНД решается следующая система уравнений в частных производных: уравнение движения с учетом физической вязкости

С.В.Бондаренко, Г.В.Долголева, Е.А.Новикова. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37; e-mail: dolg@vniief.ru

Поступила в редакцию 25 апреля 2006 г., после доработки – 10 октября 2006 г.

$$\frac{du}{dt} = -r^{\vartheta} \frac{\partial(P_e + P_i + P_{\text{rad}} + \varepsilon)}{\partial m} + r^{\vartheta} \frac{\partial}{\partial m} \left[\rho \beta \frac{\partial(r^{\vartheta} u)}{\partial m} \right] - \frac{3}{2} \vartheta r^{\vartheta-1} \frac{\partial \beta}{\partial m} u, \quad (1)$$

уравнение непрерывности

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial m} (r^{\vartheta} u), \quad (2)$$

уравнение пересчета эйлеровой координаты

$$\frac{dr}{dt} = u, \quad (3)$$

уравнение, описывающее изменение энергии электронной компоненты,

$$\frac{dE_e}{dt} = -P_e \frac{\partial}{\partial m} (r^{\vartheta} u) + \frac{c}{\rho} \int_0^{\infty} (\chi_{\omega}^{\text{abs}} U_{\omega} - \chi_{\omega}^{\text{rad}} U_{\omega \text{eq}}) d\omega + \frac{1}{l_0 \rho} \int_0^{\infty} J_{\omega} d\omega + C_{\text{rel}} (T_i - T_e) - \frac{\partial W_e}{\partial m} + Q^{(T)}, \quad (4)$$

уравнение переноса излучения

$$\frac{1}{c} \frac{\partial U_{\omega}}{\partial t} - \frac{1}{r^{(\vartheta)}} \frac{\partial}{\partial r} (r^{\vartheta} S_{\omega}) + \frac{P_{\text{rad}}}{c} \frac{\partial}{\partial r} (r^{\vartheta} u) = \frac{\omega}{l_0} \frac{\partial}{\partial \omega} J_{\omega} - \chi_{\omega}^{\text{abs}} U_{\omega} + \chi_{\omega}^{\text{rad}} U_{\omega \text{eq}}, \quad (5)$$

где

$$J_{\omega} = b(\omega, T_e) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{U_{\omega}}{\omega^3} \right) + a(\omega, T_e) \frac{U_{\omega}}{\omega^3}, \quad (6)$$

$$S_{\omega} = -\frac{1}{\chi_{\omega}} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{3} U_{\omega} \right), \quad (7)$$

уравнения ионизационной кинетики в приближении среднего иона

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{dt} (\rho P_n^{(i)}) = R_n^{(i)} G_n^{(i)} N_e - I_n^{(i)} P_n^{(i)} N_e + \sum_{m>n} \left[A_{nm}^{(i)} P_m^{(i)} G_n^{(i)} + N_e (C_{nm}^{D(i)} P_m^{(i)} G_n^{(i)} - C_{nm}^{U(i)} P_n^{(i)} G_m^{(i)}) \right] - \sum_{m<n} \left[A_{nm}^{(i)} P_n^{(i)} G_m^{(i)} + N_e (C_{nm}^{D(i)} P_n^{(i)} G_m^{(i)} - C_{nm}^{U(i)} P_m^{(i)} G_n^{(i)}) \right] \quad (8)$$

и дополняющие систему уравнения состояния

$$E_e = E_e(\rho, T_e, P_n^{(i)}), \quad E_i = E_i(\rho, T_i, P_n^{(i)}), \quad (9)$$

$$P_e = P_e(\rho, T_e, P_n^{(i)}), \quad P_i = P_i(\rho, T_i, P_n^{(i)}).$$

В формулах (1)–(9) использовались следующие обозначения: t – время; ϑ – показатель симметрии ($\vartheta = 2$ – сферическая симметрия, $\vartheta = 1$ – цилиндрическая симметрия, $\vartheta = 0$ – плоская симметрия); u – газодинамическая скорость вещества; r – эйлеров радиус точки; ρ – плотность

вещества; $m = \int_0^r r^{\vartheta} \rho dr$ – масса; $E_e, E_i, T_e, T_i, P_e, P_i$ – внутренняя удельная энергия, температура и давление соответственно электронов и ионов; β – физическая вязкость; ε – математическая вязкость; C_{rel} – коэффициент релаксации между ионами и электронами; $Q^{(T)}$ – энергия, поглощенная тормозным механизмом; W_e – поток электронной теплопроводности; c – скорость света; ω – частота; U_{ω} – спектральная плотность излучения; $U_{\omega \text{eq}}$ – спектральная плотность равновесного излучения; $\chi_{\omega}^{\text{abs}}, \chi_{\omega}^{\text{rad}}$ – спектральные коэффициенты поглощения и излучения соответственно; l_0 – константа; $a(\omega, T_e), b(\omega, T_e)$ – коэффициенты перехода фотонов из одной энергетической группы в другую; $P_n^{(i)}$ – населенность уровня n ($n = 1 - N_{\text{max}}$) i -го сорта ионов ($i = 1 - K_{\text{ion}}$); N_{max} – число рассматриваемых электронных оболочек; K_{ion} – число сортов атомов; $R_n^{(i)}, I_n^{(i)}, C_{nm}^{U(i)}, C_{nm}^{D(i)}, A_{nm}^{(i)}$ – скорости рекомбинации, ионизации, ударного возбуждения и тушения, радиационного распада для i -го сорта ионов; N_e – плотность электронов; $G_n^{(i)} = 1 - P_n^{(i)}/g_n$ – число вакансий на уровне n ; g_n – статистический вес уровня n .

Методика расчета поглощения лазерного излучения на стенках бокса-конвертера базируется на использовании метода Монте-Карло (см., напр., [9]). В основе этого подхода лежит представление о лазерном пучке как о статистической совокупности большого числа отдельных лучей, каждый из которых распространяется по законам геометрической оптики. Общая картина лазерной освещенности внутренней поверхности бокса-конвертера представляет собой в этом случае результат независимого поглощения и отражения отдельных лучей [10]. Для ускорения сходимости интегральных сумм в программе в качестве случайных чисел используются точки LPrт-последовательности [9].

Собственное излучение поверхности каждого из секторов находится из решения стационарного уравнения переноса излучения [11]

$$(\mathbf{\Omega} \nabla) I_{\omega} = j_{\omega} - \kappa'_{\omega} I_{\omega}, \quad (10)$$

где $I_{\omega}(\mathbf{\Omega})$ – интенсивность рентгеновского излучения в направлении, определяемом единичным вектором $\mathbf{\Omega}$; κ'_{ω} – коэффициент поглощения; j_{ω} – коэффициент излучательной способности вещества. В условиях термодинамического равновесия излучательная способность определяется равновесной (для данной температуры) интенсивностью: $j_{\omega} = \kappa'_{\omega} I_{\omega \text{eq}}$, в отсутствие равновесия $j_{\omega} \neq \kappa'_{\omega} I_{\omega}$. Результаты, приводимые в настоящей работе, получены при использовании модели среднего иона [12] для нахождения чисел заполнения и длин пробегов излучения в веществе. Решение уравнения (10) в квадратурах может быть записано в виде

$$I_{\omega} = \int_0^s j_{\omega}(s') \exp \left[- \int_{s'}^s \kappa'_{\omega}(s'') ds'' \right] ds'. \quad (11)$$

Интегрирование проводится по координате s' вдоль направления распространения излучения от граничной точки $s_0 = 0$ светящегося тела.

Граничные потоки рентгеновского излучения для каждого из секторов вычисляются методом интегралов видимости [13] по рассчитанной собственной рентгеновской светимости всех остальных секторов (а также определяются заданными в задаче внешними источниками излучения). Интенсивность рентгеновского излучения в

точке r_i , приходящего со стороны поверхности сектора j , есть

$$I_{\omega ij}^{\text{in}}(r_i) = \int \frac{I_{\omega j}(\Omega_{ij})\mu_i\mu_j}{|r_i - r_j|^2} dA_j = \int_{2\pi} I_{\omega j}(\Omega_{ij})\mu_i d\Omega_j, \quad (12)$$

где $\mu_i = \cos \theta_i$ и $\mu_j = \cos \theta_j$ – косинусы углов, образуемых вектором $r_i - r_j$ с нормалью к поверхности в точках r_i и r_j ; Ω_{ij} – единичный вектор в направлении вектора $r_i - r_j$; dA_j – элемент поверхности; $d\Omega_j$ – элемент телесного угла.

Для вычисления граничного потока рентгеновского излучения необходимо усреднить интенсивность в формуле (12) по поверхности каждого сектора. Тогда интенсивность рентгеновского излучения, падающего на i -й участок поверхности со стороны j -го, будет определяться интегралом

$$S_{\omega ij} = \frac{1}{A_i} \int I_{\omega ij}^{\text{in}}(r_i) dA_i = \frac{1}{A_i} \int dA_i \int \frac{I_{\omega j}(\Omega_{ij})\mu_i\mu_j}{|r_i - r_j|^2} dA_j = \frac{1}{A_i} \int dA_i \int_{2\pi} I_{\omega j}(\Omega_{ij})\mu_i d\Omega_j, \quad (13)$$

где A_i – площадь поверхности сектора i .

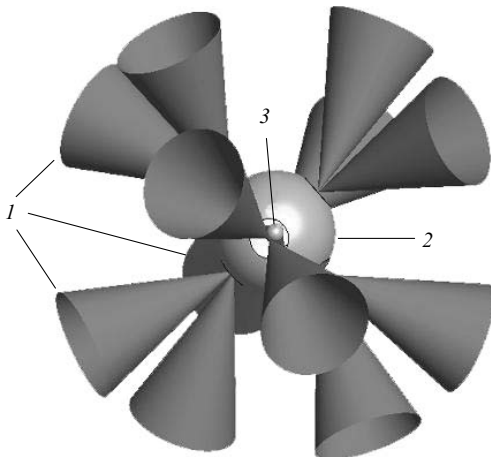
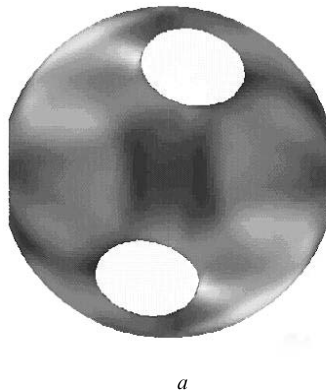
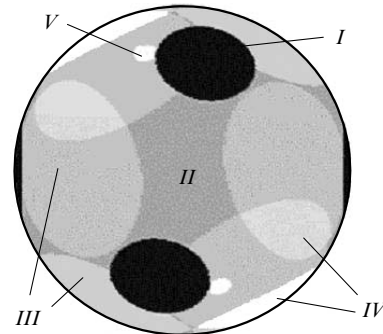


Рис.1. Схема экспериментов с рентгеновскими мишенями со сферическими боксами-конвертерами на установке «Искра 5»: 1 – лазерные пучки; 2 – сферический бокс; 3 – капсула, заполненная смесью дейтерия и трития.



а



б

Рис.2. Распределение интенсивности поглощенного лазерного излучения (показано градациями серого цвета) на внутренней поверхности сферического бокса, полученное в модельных расчетах с коэффициентом тормозного поглощения $k_a = k_0 \cos^3 \gamma$ при $k_0 = 0.5$ (а) и схема секторного разбиения сферического бокса (б):

I – отверстия для ввода лазерного излучения (сектор 0); II – часть внутренней поверхности бокса вне первичных пятен (сектор 1); III – области, освещенные только одним лазерным пучком (секторы 2–4); IV – области парного наложения лазерных пятен (секторы 5,6); V – расположенные вблизи четырех отверстий зоны высокой локальной лазерной засветки (сектор 7).

Сформулированные подходы реализованы нами в программе СНД – ЛИРА. Далее обсуждаются результаты расчетов, проведенные с использованием этой программы.

2. Динамика полей излучения на стенках сферического бокса

Перечислим кратко основные параметры, характерные для большей части экспериментов, выполненных в начале 1990-х годов [1, 2]. Внутренняя поверхность сферического бокса-конвертера диаметром 1 мм освещается 12 лазерными пучками, вводимыми через 6 отверстий диаметром 600 мкм с относительной площадью ~ 0.14 . На стенки бокса напылен слой золота толщиной 1.5 мкм. Схема экспериментов приведена на рис.1. Лазерные пучки фокусировались в центр соответствующего отверстия фокусирующим элементом с диаметром 680 мм и фокусным расстоянием 1100 мм. Следовательно, угол раствора пучка (отсчитываемый от его оси) составлял 17.2° . Суммарная энергия E_L лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.315$ мкм, введенного в бокс, составила в экспериментах ~ 9 кДж при длительности импульса на полувысоте $\tau_{0.5} = 0.35$ нс. Предполагалось, что во всех пучках мощность лазерного излучения имеет гауссово распределение с максимумом при $t = 1$ нс.

На рис.2,а показано распределение интенсивности поглощенного лазерного излучения на внутренней поверхности бокса-конвертера, полученное в модельных расчетах с коэффициентом тормозного поглощения $k_a = k_0 \cos^3 \gamma$ (где γ – угол падения излучения на поверхность) при $k_0 = 0.5$. Результаты расчетов показывают, что 12 пучков формируют на внутренней поверхности сферического бокса достаточно сложную структуру лазерной засветки. Она включает в себя первичные лазерные пятна, обширные зоны их пересечения, а также часть поверхности, освещенную рассеянным лазерным излучением. Кроме того, в результате одно- и двукратного внутреннего отражения от сферической поверхности вблизи четырех отверстий появляются локальные пятна с высокой интенсивностью. Оценки, учитывающие неоднородный разлет плазмы на стенках бокса, показывают, что такие пятна могут существовать в течение времени, примерно равного половине длительности лазерного импульса.

Анализ показывает, что в общем случае на внутренней поверхности бокса можно выделить 25 областей, в которых интенсивности поглощенного лазерного излучения существенно различаются (см. рис.2). В них входят 12 первичных лазерных пятен плюс 8 областей попарного их наложения, области локальной высокой освещенности вблизи четырех отверстий, а также остальная часть внутренней поверхности, лежащая вне зон первичной лазерной засветки.

Рентгеновское излучение стенок бокса формируется в различных слоях пристеночной плазмы и имеет разные характеристики. При поглощении интенсивного лазерного излучения формируется горячая и малоплотная лазерная корона, которая является источником первичного сильно неравновесного (линейчатого) рентгеновского излучения. Первичное рентгеновское излучение проникает в слой более плотной и холодной плазмы (область рентгеновской короны), в которых происходит генерация квазиравновесного рентгеновского излучения с эффективной температурой около 200 эВ [14].

Для случая сферического бокса геометрические факторы видимости $\mu_i \mu_j / |r_i - r_j|^2$ в ядре интегральных операторов (12), (13) равны $1/(4R^2)$ (где R – радиус бокса) и не зависят от r_i, r_j . По этой причине произвольный элемент сферической поверхности, излучающий внутрь сферы по закону Ламберта (что справедливо для случая оптически плотного излучателя), одинаково освещает все участки внутренней поверхности бокса. Следовательно, для сферической геометрии бокса все точки на его внутренней поверхности оказываются в одинаковых условиях по отношению к падающему на них рентгеновскому излучению и все различия обусловлены только неодинаковым поглощением лазерного излучения. Поэтому при разбиении поверхности сферического бокса-конвертера на секторы следует принимать во внимание только различия в лазерной освещенности.

Согласно сказанному выше, в наших расчетах поверхность бокса была разбита на 25 областей (25 секторов). В случае, когда лазерные пучки обладают равной энергией, некоторые из выделенных секторов оказываются в одинаковых условиях и, следовательно, могут быть объединены. Число необходимых секторов в этом случае может быть уменьшено до семи. Расположение секторов на поверхности бокса показано на рис.2,б. Видно, что сектор 0 объединяет области отверстий для ввода лазерного излучения, к сектору 1 отнесена часть поверхности вне лазерных пятен, освещенная лишь рассеянным излучением, к секторам 2–4 – зоны, освещенные только одним лазерным пучком, к секторам 5, 6 – зоны, освещенные одновременно двумя лазерными пучками. Сектор 7 включает в себя четыре локальные зоны высокой лазерной освещенности вблизи четырех отверстий. Размеры выделенных секторов и соответствующие им интегральные потоки излучения приведены в табл.1. Таким образом, расположение секторов диктуется схемой лазерного облучения внутренней поверхности бокса. Геометрия лазерных источников в схеме облучения мишени обладает только симметрией относительно поворота на 180° и симметрией отражения относительно экваториальной плоскости и поворота на угол 90° , поэтому структура лазерной засветки бокса оказывается весьма несимметричной.

При анализе условий на внутренней поверхности бокса мы будем предполагать, что все лазерные пучки имели одинаковую энергию. Из табл.1 видно, что вклад выде-

Табл.1. Общий баланс энергии в секторах при равной энергии во всех лазерных пучках в момент времени $t = 1.4$ нс.

Номер сектора	$\Delta\Omega/4\pi$	E_L (кДж)	E_X (кДж)	Q_X (кДж)
0	0.1382	2.850	0.964	–
1	0.1530	0.700	1.062	0.977
2	0.2202	1.590	1.530	1.700
3	0.1275	1.095	0.885	1.080
4	0.2211	1.620	1.535	1.720
5	0.0629	0.795	0.437	0.679
6	0.0720	0.820	0.501	0.723
7	0.0048	0.082	0.034	0.060

Сумма 1 9.560 6.950 6.940

Примечания: E_L – энергия поглощенного лазерного излучения; $\Delta\Omega$ – телесный угол, под которым видна поверхность сектора из центра бокса; E_X – энергия рентгеновского излучения, падающего на поверхность данного сектора со стороны всех остальных секторов; Q_X – энергия, излучаемая поверхностью данного сектора.

ленных нами зон вблизи отверстий, в которых концентрируется лазерное излучение при последовательных отражениях от внутренней поверхности сферического зеркала, оказывается мал. Следовательно, эти области не влияют заметным образом на формирование рентгеновского излучения внутри бокса.

Во всех секторных расчетах решалась сферическая газодинамическая задача. Граничные условия для потоков излучения задавались на внутренней поверхности бокса (внешняя поверхность – свободная граница). Граничные потоки рентгеновского излучения рассчитывались для каждого спектрального диапазона. Отражение лазерного излучения происходит в точке его поворота вблизи критической поверхности плазмы (см., напр., [14]). Там же происходит основное поглощение энергии падающего лазерного излучения. Генерация и поглощение рентгеновского излучения имеют место в области, где оптическая плотность вещества $\kappa'_\omega \Delta r$ становится сравнимой с единицей. Как следует из результатов выполненных расчетов, за время $t \leq 1.3$ нс, представляющее интерес с точки зрения работы мишени, смещение критической поверхности плазмы на стенках сферического бокса не превышает 100–150 мкм (при начальном радиусе $R = 1.0$ мм). Смещение слоев плазмы, где оптическая плотность $\kappa'_\omega \Delta r \sim 1$, происходит на еще меньшие расстояния. Таким образом, при расчете граничных потоков излучения можно считать геометрию задачи фиксированной.

На рис.3,а представлены интенсивности поглощенного лазерного излучения на поверхности секторов 1–7 в различные моменты времени, а на рис.3,б – интегральные по спектру граничные потоки падающего рентгеновского излучения (отрицательные величины означают, что на данном участке внутренней поверхности бокса энергия излучается).

На рис.4 приведена эффективная температура рентгеновского излучения, генерирующегося на поверхности каждого из семи секторов. Здесь же сплошной кривой показана температура излучения, выходящего через отверстия. Видно, что в области максимума лазерного импульса ($t = 1$ нс), и особенно в последующие моменты времени, все секторы можно объединить в три группы. Максимум температуры излучения достигается при $t = 1.10$ – 1.15 нс и составляет в области первичных пятен 190–195 эВ, а в области их наложения он равен 200–205 эВ, в то время как поверхность бокса, засвеченная рассеянным

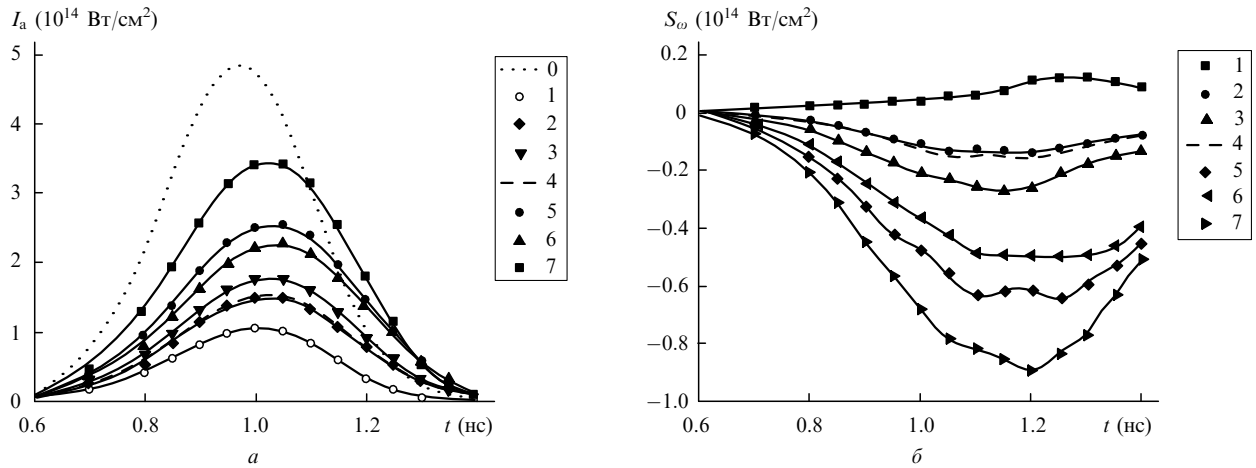


Рис.3. Граничные потоки излучения на внутренней поверхности выделенных секторов 0–7 в различные моменты времени: интенсивности поглощенного лазерного излучения I_a (а) и интегральные по спектру потоки рентгеновского излучения S_ω (б).

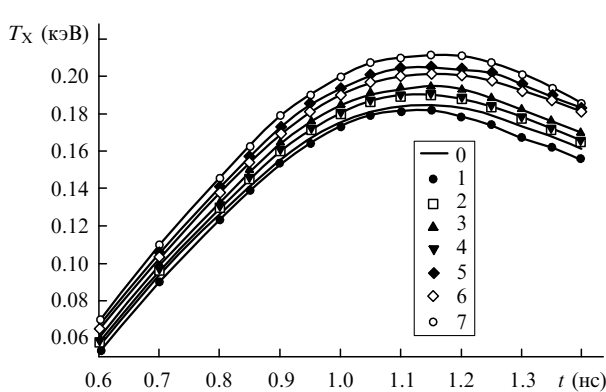


Рис.4. Эффективные температуры рентгеновского излучения T_X , генерирующегося на поверхностях секторов 1–7, а также температура рентгеновского излучения, покидающего бокс через отверстия (сектор 0), в разные моменты времени.

лазерным излучением нагревается до ~ 180 эВ (температура падающего на поверхность излучения в максимуме составляет ~ 185 эВ). Воспользуемся данным обстоятельством и далее на рисунках будем приводить результаты, относящиеся только к одному из секторных расчетов для каждой группы.

На рис.5 показан усредненный по всем углам падения лазерного излучения коэффициент тормозного поглощения \bar{k}_a в различные моменты времени для секторов 1, 2 и 5. Видно, что он имеет минимум при $t = 0.8 - 0.9$ нс, по-

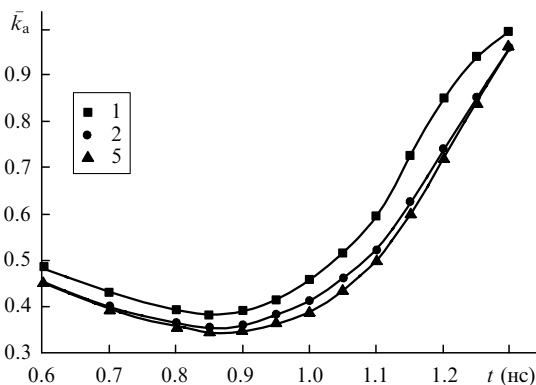


Рис.5. Усредненный (по всем углам падения) коэффициент поглощения \bar{k}_a лазерного излучения на поверхности секторов 1, 2, 5 в разные моменты времени.

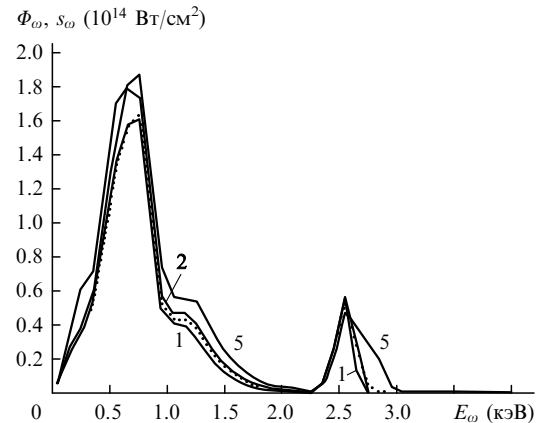


Рис.6. Потоки рентгеновского излучения Φ_ω , излучаемые поверхностями секторов 1, 2, 5 (сплошные кривые), а также поток s_ω , выходящий через отверстия (пунктирная кривая), в момент времени, близкий к максимуму светимости ($t = 1.1$ нс).

сле чего монотонно возрастает (максимум лазерного импульса приходится на $t = 1.0$ нс).

Рассмотрим теперь расчетные характеристики рентгеновского излучения в сферическом боксе. На рис.6 приведены спектральные потоки, излучаемые поверхностями секторов 1, 2, 5 в области максимума светимости внутренней поверхности бокса ($t = 1.1$ нс). В области жесткой линии в диапазоне 2.3–3 кэВ содержится примерно 10 % всей энергии, излучаемой стенками бокса-конвертера. Результаты расчета показывают (см. табл.1), что всего около 14 % излучаемой стенками бокса энергии рентгеновского излучения выходит через отверстия, т. е. потери излучения в отверстиях определяются относительной площадью отверстий.

На рис.7 приведена рентгеновская светимость различных участков внутренней поверхности бокса для области максимума спектра излучения (0.6–0.7 кэВ) и для жесткого участка спектра (2.5–2.6 кэВ) в момент времени $t = 1.1$ нс.

3. Однородность рентгеновского облучения капсулы

Посмотрим теперь, насколько однородной оказывается рентгеновская засветка центральной капсулы. По результатам расчета рентгеновской светимости стенок

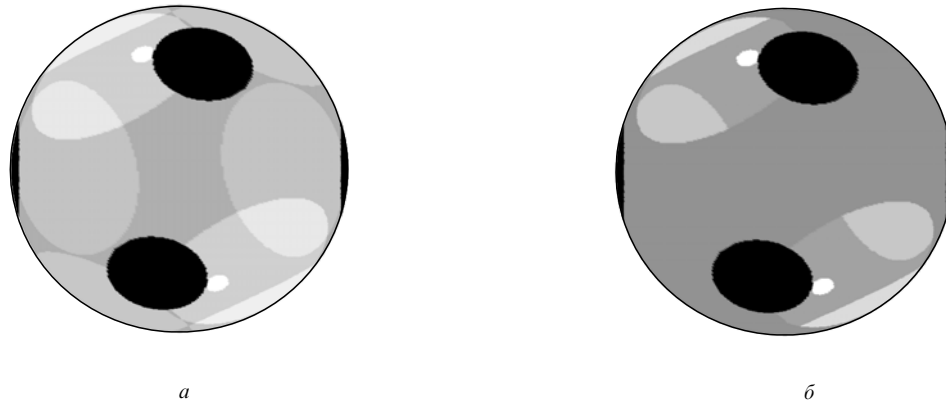


Рис.7. Энергия, излучаемая в единицу времени в спектральных интервалах 0.6–0.7 кэВ (а) и 2.5–2.6 кэВ (б) стенкой сферического бокса в момент времени $t = 1.1$ нс. Градациями серого цвета показаны различные интенсивности излучения (черный цвет соответствует нулевой интенсивности).

бокса вычислялась среднеквадратичная неоднородность ϵ_{rms} потока рентгеновского излучения, падающего на сферическую поверхность диаметром 280 мкм, равным начальному диаметру капсулы. На рис.8 показана неоднородность ϵ_{rms} в различных спектральных диапазонах в момент времени $t \approx 1.1$ нс (для лазерных пучков с равной энергией и для двух вариантов разброса энергий в лазерных каналах в экспериментах, проведенных 06.11.92 и 26.11.92), когда светимость стенок бокса была максимальной. Видно, что в разных спектральных диапазонах степень однородности облучения капсулы оказывается существенно различной. Так, для лазерных пучков с равной энергией в области максимума спектра (0.5–0.8 кэВ) неоднородность облучения составляет менее 2 %, на спадающем участке спектра (0.9–1.5 кэВ) она равна 2.2 %–3.5 % и, наконец, в области жесткой линии (2.7–2.9 кэВ) достигает почти 20 %. Заметим, что энергия излучения, лежащая в последнем спектральном интервале, весьма невелика. Из всей энергии, излучаемой внутренней поверхностью бокса, на этот интервал приходится лишь ~ 0.3 %. (Однако из-за большей проникающей способности излучения, неоднородность в этой области спектра может все же приводить к наблюдаемым последствиям.) Ранее в модельных расчетах методом Монте-Карло [10] была получена оценка среднеквадратичной неоднородности рентгеновского облучения капсулы: $\epsilon_{rms} \approx 2$ %. Вид-

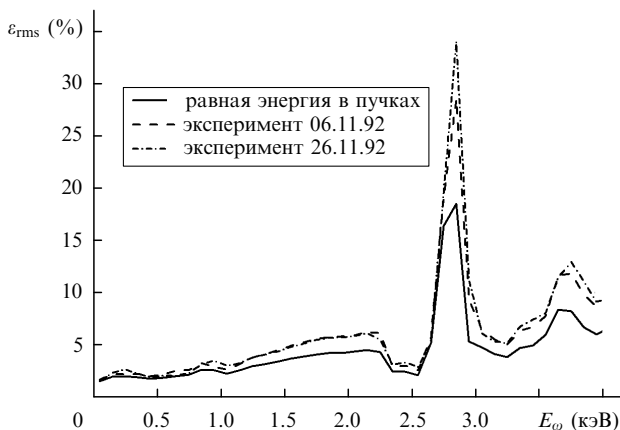


Рис.8. Среднеквадратичная неоднородность рентгеновского облучения капсулы ϵ_{rms} в различных спектральных диапазонах при максимальной светимости стенок бокса ($t = 1.1$ нс).

но, что эта оценка подтверждается для основной части спектра. Скачкообразное увеличение неоднородности в области 2.7–2.9 кэВ вызвано светимостью областей наложения первичных пятен двух лазерных пучков (секторы 5, 6), не скомпенсированной в этой части спектра излучением из других областей внутренней поверхности бокса. Этот результат иллюстрируется данными рис.6.

Вычислим усредненную по спектру неоднородность облучения капсулы. Для этого поступим следующим образом. Пусть $\bar{I}_X(\omega)$ – спектральная интенсивность рентгеновского излучения, усредненная по поверхности капсулы. Определим среднее значение неоднородности как

$$\bar{\epsilon}_{rms} = \frac{\int_0^\infty \bar{I}_X(\omega) \epsilon_{rms}(\omega) d\omega}{\int_0^\infty \bar{I}_X(\omega) d\omega}. \quad (14)$$

Преимущество такого определения $\bar{\epsilon}_{rms}$ заключается в том, что различные участки спектра дают вклад в (14), который пропорционален энергии рентгеновского излучения, заключенной в них.

На рис.9 показана среднеквадратичная неоднородность (14) в различные моменты времени. При равной энергии в пучках в промежутке $0.8 \leq t \leq 1.2$ нс неоднородность поля рентгеновского излучения на капсуле лежит в диапазоне 2.3 %–2.5 %, а при $t = 1.3$ нс она дости-

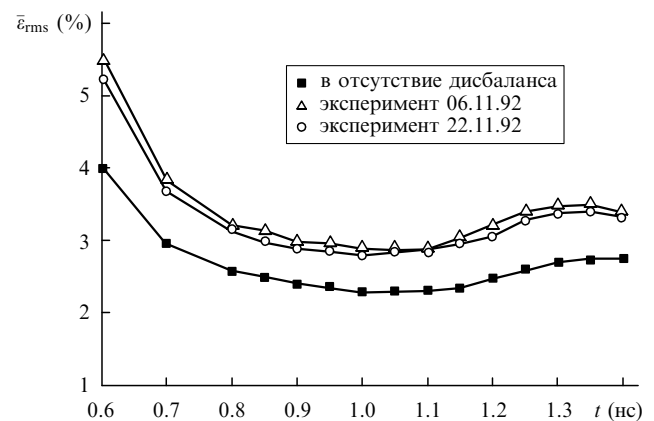


Рис.9. Усредненная по спектру среднеквадратичная неоднородность $\bar{\epsilon}_{rms}$ поля рентгеновского излучения на поверхности капсулы в различные моменты времени.

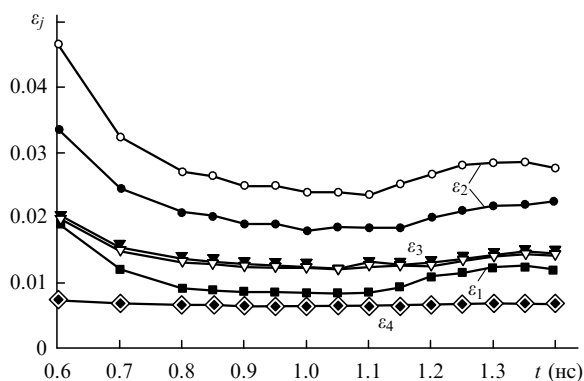


Рис.10. Парциальные неоднородности ε_j поля рентгеновского излучения на поверхности капсулы в различные моменты времени, рассчитанные при равной энергии в лазерных пучках (темные точки), и при учете энергетического дисбаланса для эксперимента, проведенного 06.11.92 (светлые точки).

гает 2.7 %. Изменение величины $\bar{\varepsilon}_{\text{rms}}$ обусловлено различной динамикой светимости зон, облученных одним лазерным пучком (секторы 2–4), областей, освещенных одновременно двумя пучками (секторы 5, 6), и остальной части внутренней поверхности бокса, засвеченной рассеянным лазерным излучением (что хорошо видно на рис.4). Учет энергетического дисбаланса (разная энергия в пучках) дает неоднородность $\sim 3\%$ в основной части импульса ($t = 0.8 - 1.2$ нс) генерируемого в боксе рентгеновского излучения и $\sim 3.5\%$ в более поздние моменты времени.

Для характеристики пространственных неоднородностей различных масштабов, присутствующих в поле рентгеновского излучения на поверхности капсулы, удобно ввести парциальные неоднородности ε_j . Они выражаются через амплитуды разложения распределения интенсивности $I_X(\theta, \varphi)$ падающего на капсулу рентгеновского излучения по сферическим гармоникам $Y_{jm}(\theta, \varphi)$ и связаны со среднеквадратичной неоднородностью соотношением (подробнее см. в [10])

$$\varepsilon_{\text{rms}} = \left(\sum_{j=1}^{\infty} \varepsilon_j^2 \right)^{1/2}. \quad (15)$$

Величины ε_j не меняются при вращении системы координат и, следовательно, являются удобными характеристиками «спектра» пространственной неоднородности

облучения капсулы. На рис.10 приведены парциальные неоднородности $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \varepsilon_4$, связанные с различными пространственными масштабами, при равной энергии лазерных пучков (в этом случае $\varepsilon_1 = 0$) и при учете энергетического дисбаланса, имевшего место в одном из экспериментов. Порядок убывания парциальных неоднородностей ($\varepsilon_2 \geq \varepsilon_3 \geq \varepsilon_4$) отражает свойство сглаживания неоднородностей при переносе рентгеновского излучения со стенок бокса на капсулу: степень сглаживания резко возрастает с увеличением порядка j гармоники; гармоники с $j > 5$ практически отсутствуют. Учет неравной энергии лазерных пучков приводит, как видно из рис.10, к появлению ненулевых амплитуд гармоник 1-го порядка (ε_1 становится отличной от нуля) и некоторому увеличению амплитуд гармоник 2-го порядка, в то время как амплитуды гармоник с $j \geq 3$ практически не меняются.

1. Абзаев Ф.М., Бельков С.А., Бессараб А.В., Бондаренко С.В. и др. *ЖЭТФ*, **114** (6), 1993 (1998).
2. Belkov S.A., Abzaev F.M., Bessarab A.V., et al. *Laser and Particle Beam*, **17** (4), 591 (1999).
3. Murakami M., Meyer-ter-Vehn J. *Nuclear Fusion*, **31**, 1315 (1991).
4. Tsakiris G.D. *Phys. Fluids*, **4** (4), 992 (1992).
5. Srivatsava M.K., Kumar Vinod, Menon S.V.G. *Phys. Plasmas*, **7** (6), 2616 (2000).
6. Pakula R., Sigel R. *Phys. Fluids*, **28** (1), 232 (1985).
7. Schnittman J.D., Craхton R.S. *Phys. Plasmas*, **7** (7), 2964 (2000).
8. Долголева Г.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*, № 21, 29 (1983).
9. Соболев И.М. *Численные методы Монте-Карло* (М.: Наука, 1973).
10. Bondarenko S.V., Kochemasov G.G. *Proc. First Int. Conf. on Inertial Fusion Science and Application (IFSA'99)* (Bordeaux, France, 1999, p. 166).
11. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений* (М.: Наука, 1966, с. 116).
12. Бельков С.А., Долголева Г.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, № 1, 59 (1992).
13. Бабаев Н.Н., Баженов С.В., Базин А.А., Васина Э.Г., Горев В.В., Дементьев Ю.А., Заграфов В.Г., Карповцев Е.Л., Кириллов Л.И., Миронова В.Ф., Певная П.И., Перепелкин П.А., Скидан Г.И., Софронов И.Д., Тихомиров Б.П., Тихомирова Э.Н., Юрина Н.И. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, № 4, 3 (1995).
14. Mkhitarjan L.S., Kochemasov G.G. *Proc. 23th European Conf. on Laser Interaction with Matter (ECLIM)* (London, England, St John's College, 1994).
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1992, с. 447).