

УДК 533.9

Численный анализ экспериментов по генерации ударных волн в алюминии при непрямом (рентгеновском) воздействии на установке «Искра-5»

С. В. Бондаренко, Е. А. Новикова

По методике СНД-ЛИРА в секторном приближении выполнено численное исследование динамики полей излучения (лазерного и рентгеновского) в экспериментах с цилиндрическими боксами-конвертерами (иллюминаторами), проведенных ранее на лазерной установке «Искра-5» (вторая гармоника йодного лазера с $\lambda = 0,66$ мкм). В этих экспериментах температура рентгеновского излучения в боксе определялась посредством измерения скорости ударной волны, генерируемой в исследуемом образце, расположенном на торце цилиндрического иллюминатора. В расчетах по программе СНД-ЛИРА проведено сквозное численное моделирование, учитывающее поглощение излучения лазерного драйвера на стенках бокса, генерацию квазитеплого излучения, а также формирование и распространение ударной волны в исследуемом образце. Анализ экспериментов позволяет определить коэффициент ограничения электронной теплопроводности f : при $f = 0,03$ удается согласовать данные экспериментального скейлинга для температуры рентгеновского излучения в боксе с расчетными данными. Полученные в расчетах скорости ударной волны также согласуются с результатами экспериментов.

1. Введение

На лазерной установке «Искра-5» в течение многих лет проводятся эксперименты по облучению мишеней различных типов с целью экспериментального исследования свойств вещества и излучения при высоких температурах. В [1] изложены результаты экспериментального исследования генерации ударных волн (УВ) в плоских образцах, нагружаемых квазитепловым излучением. В настоящее время установка «Искра-5» позволяет на длине волны лазерного излучения $\lambda = 0,66$ мкм проводить эксперименты при суммарной подводимой к мишени лазерной энергии 2–3 кДж и субнаносекундной длительности лазерного импульса.

В проведенных экспериментах для конверсии лазерного излучения в рентгеновское использовались цилиндрические боксы диаметром 0,6 мм и длиной 0,9 мм (рис. 1) с покрытием внутренней поверхности золотом. Лазерные пучки вводились через отверстия диаметром 300 мкм. Для защиты от прямых лазерных пучков и их бликов, а также от излучения плазмы, устанавливался экран 3. Нагружаемые образцы представляли собой алюминиевую фольгу, на которую напылялись ступеньки из различных материалов. В бокс-конвертер вводились от двух до восьми лазер-

ных пучков с длиной волны излучения $\lambda = 0,66$ мкм, длительностью импульсов $\tau_{0,5} = 0,3\text{--}0,5$ нс и полной энергией 500–2000 Дж.

В экспериментах на мощных лазерных установках с мишенями непрямого (рентгеновского) облучения одной из задач является определение температуры квазиравновесного рентгеновского излучения в боксе. Это можно сделать по измерениям скорости УВ в нагружаемом излучением образце, если достаточно хорошо известно уравнение состояния контрольного образца для условий проведения экспериментов. В этом случае измеренная скорость УВ пересчитывается в давление на образец и эффективную температуру греющего излучения.

В [1] для интерпретации экспериментов использовался расчетный скейлинг, позволяющий по известной температуре излучения определить скорость УВ. Между тем представляет несомненный интерес задача сквозного моделирования, когда и температура излучения, и параметры ударной волны в исследуемом образце определяются по результатам расчета динамики полей излучения в боксе-конвертере лазерной мишени. Входными данными для таких расчетов являются только характеристики излучения лазерного драйвера и конструкция самой мишени.

Расчеты проводились по численной методике СНД-ЛИРА [2, 3], которая позволяет на основе секторного приближения в трехмерной постановке рассчитывать распространение и поглощение лазерного излучения, а также генерацию и перенос рентгеновского излучения во внутреннем объеме квазизамкнутого бокса-конвертера. При проведении расчетов в этом приближении поверхность бокса разбивается на газодинамически не связанные области (секторы). В одномерных (секторных) численных расчетах определяется состояние плазмы на стенках бокса-конвертера. Помимо этого в программе СНД-ЛИРА используются трехмерные алгоритмы расчета переноса полей излучения (лазерного и рентгеновского) внутри бокса методом Монте-Карло с применением методов ускорения сходимости интегральных сумм [4]. Объединение этих подходов в рамках одной численной методики позволяет проводить расчетное моделирование трехмерных конструкций боксов лазерных мишеней.

Для задания пространственных и угловых характеристик лазерного излучения каждый пучок представляется в виде статистической совокупности отдельных лучей, независимо распространяющихся по законам геометрической оптики. Совокупная структура засветки вычисляется в результате суммирования вкладов отдельных лучей. Поглощение лазерного излучения рассчитывалось для профилей температуры и плотности в пристеночной плазме, полученных в одномерных расчетах. При этом часть потока лазерного излучения может зеркально отражаться от внутренней поверхности бокса, а затем вновь попадать на стенки бокса-конвертера или рассеиваться через отверстия.

Ранее нами было проведено численное моделирование экспериментов со сферическими боксами-конвертерами при использовании второй гармоники йодного лазера [3], в том числе и для различных материалов покрытия стенок бокса [5]. Проведенные расчеты показали необходимость аккуратного описания процессов переноса тепла электронами в объеме образующейся пристеночной плазмы. Критическим параметром при моделировании этих экспериментов оказывается коэффициент ограничения потока электронной теплопроводности f , определяющий макси-

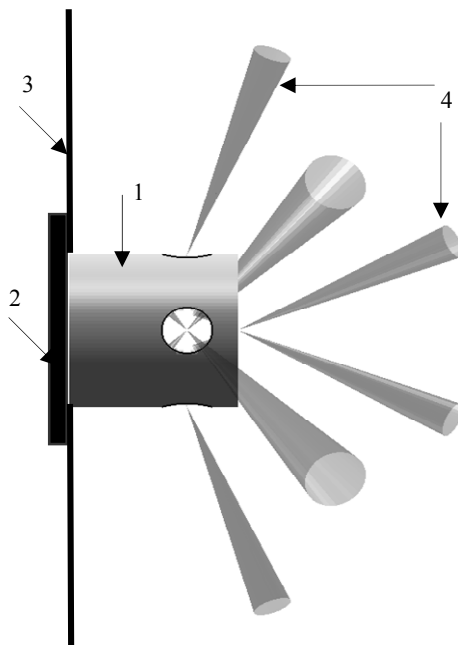


Рис. 1. Конструкция мишени при засветке шестью пучками: 1 – бокс-конвертер; 2 – нагружаемый образец; 3 – светозащитный экран; 4 – лазерные пучки

мальную долю полного кинетического потока энергии, которая может переноситься электронами. Концентрированное воздействие лазерного излучения формирует резкие градиенты температуры электронов в пристеночной плазме. Для описания теплопереноса в горячей неравновесной плазме нельзя воспользоваться классическими соотношениями, полученными Спитцером [6] в предположении, что длина пробега электронов много меньше характерных длин, на которых происходят изменения температуры. Чтобы избежать нефизической ситуации, в [7] было предложено ограничить величину потока тепла q , переносимого электронами, долей предельно возможного газокинетического потока тепла:

$$q = f k_B T_e v_e, \quad (1)$$

где T_e – температура электронов; k_B – постоянная Больцмана; v_e – тепловая скорость электронов; $f \sim 0,65$. Для согласования экспериментальных данных с результатами расчетов оказалось необходимым уменьшить f до значений $0,03 \leq f \leq 0,1$ [7–9].

Введение более жесткого фактора ограничения (т. е. при малых f) приводит к «запиранию» тепла в области внутреннего объема бокса, доступного для распространения лазерного излучения (эту область плазмы с плотностью, меньше критической для данной длины волны оптического излучения, далее будем называть лазерной короной). При этом в численном решении могут возникать разрывы в профилях температуры электронов. Следствием этого являются два обстоятельства. Во-первых, более жесткое ограничение вызывает перегрев лазерной короны, что ведет к уменьшению коэффициента обратно-тормозного поглощения k_a (в мкм^{-1}) лазерного излучения согласно выражению

$$k_a = 100 \cdot \frac{\bar{Z} \bar{Z}^2}{A^2} \frac{\rho \lambda_0^2}{T_e^{5/2}}, \quad (2)$$

где $\bar{Z}$, $\bar{Z}^2$ – средний заряд и среднее значение квадрата заряда ионов в плазме; A – атомный номер; ρ – плотность, λ_0 – длина волны лазерного излучения (в мкм). Во-вторых, ограничение теплопередачи в более плотные слои надкритической плазмы (которую далее будем называть рентгеновской короной) снижает температуру рентгеновского излучения, генерирующегося на стенках бокса. Отметим, что аналогичная численная методика была развита для интерпретации экспериментов по непрямому облучению мишеней со сферической геометрией бокса-конвертера, проводимых на лазерной установке OMEGA [10].

По программе СНД-ЛИРА были выполнены расчеты для двух значений f , ограничивающих указанный выше диапазон, которые соответствуют случаям слабого ($f = 0,1$) и сильного ($f = 0,03$) ограничения. В каждой секторной задаче проводился одномерный расчет по программе СНД [11]. Рассчитывались следующие физические процессы: движение плазмы в двухтемпературном приближении, электронная и ионная теплопроводность с электрон-ионной релаксацией, перенос рентгеновского излучения в приближении спектральной многогрупповой диффузии (100 спектральных групп, равномерно распределенных в интервале 0–5 кэВ). Кинетика ионизации плазмы, спектральные пробеги и ее излучательные характеристики, а также уравнения состояния рассчитывались по модели среднего иона [11] с учетом расщепления энергетических состояний атомов ионов при снятии вырождения по орбитальному квантовому числу (l -расщепление).

Перед проведением детальных расчетов полезная информация может быть получена из расчетов поглощения лазерного излучения в стенках бокса при задании модельной формы зависимости коэффициента поглощения от угла γ падения излучения на поверхность в виде

$$k_a = k_0 \cos^3 \gamma. \quad (3)$$

Для условий облучения на частоте второй гармоники йодного лазера ($\lambda = 0,66$ мкм) возьмем $k_0 = 1$. В этих расчетах будем считать стенки бокса неподвижными и форму отражающей поверхности неизменной.

2. Результаты расчетов

На рис. 2 показана структура лазерной засветки внутренней поверхности иллюминатора, полученная в расчете с модельным коэффициентом поглощения (3) при различном числе (2, 4, 6, 8) задействованных лазерных пучков. Схема эксперимента с двумя пучками предполагает ввод двух пучков через торцевое отверстие. Четыре пучка вводятся через четыре отверстия на цилиндрической поверхности иллюминатора. Использование шести пучков позволяет реализовать комбинированную схему засветки иллюминатора через торцевое отверстие (два пучка) и четыре боковых отверстия. Наконец, нами рассматривается вариант засветки иллюминатора восемью пучками, вводимыми через четыре отверстия на цилиндрической поверхности иллюминатора. Конструкция самого иллюминатора во всех случаях была неизменной.

При вводе двух лазерных пучков через отверстие на торце иллюминатора оптическое излучение падает на цилиндрическую поверхность иллюминатора под углами $\sim 60^\circ$, вследствие чего поглощение в первичных лазерных пятнах оказывается малым. В этом случае отражение света от цилиндрического зеркала приводит к формированию интенсивных зон вторичной засветки на торцах иллюминатора (см. рис. 2,а). При этом падение лазерного излучения на торец иллюминатора происходит под углами $\sim 30^\circ$, что значительно увеличивает поглощение во вторичных лазерных пятнах (согласно (3)).

На рис. 2,б показана структура лазерной засветки внутренней поверхности иллюминатора четырьмя лазерными пучками, вводимыми через четыре отверстия, расположенные на его боковой (цилиндрической) поверхности. При таком способе ввода лазерной энергии основная ее доля поглощается в пятнах первичной засветки, а интенсивность рассеянного излучения оказывается малой. При использовании шести пучков распределение лазерной освещенности внутренней поверхности иллюминатора может быть представлено «суммой» распределений, показанных на рис. 2,а,б. На рис. 2,в приведена лазерная освещенность боковой поверхности иллюминатора восемью лазерными пучками, вводимыми через четыре отверстия на его боковой поверхности. (В этом случае на цилиндрической поверхности иллюминатора создается структура лазерной засветки с восемью первичными лазерными пятнами.)

Отметим, что движение плазмы в области первичного пятна при учете боковой разгрузки плазмы и неоднородностей лазерной освещенности искажает цилиндрическую форму отражающей поверхности плазмы, испаряемой со стенок иллюминатора, вследствие чего зона вторичной лазерной засветки, показанная на рис. 2,а, будет больше (при меньшей интенсивности облучения). Результаты расчетов для этих областей следует рассматривать как оценку сверху возможного влияния поглощения лазерного излучения в них.

Проведенный анализ структуры лазерной освещенности в модельных расчетах с коэффициентом поглощения (3) позволяет построить адекватное экспериментальной ситуации разбиение внутренней поверхности иллюминатора на газодинамически не связанные области – секторы. Отдельным секторам соответствовали зоны первичной засветки, а также торцы иллюминатора. В зонах вторичной лазерной засветки были выделены две области с различной лазерной освещенностью (см. рис. 2,а). Вся цилиндрическая поверхность иллюминатора вне пятен лазерной засветки была объединена в один сектор.

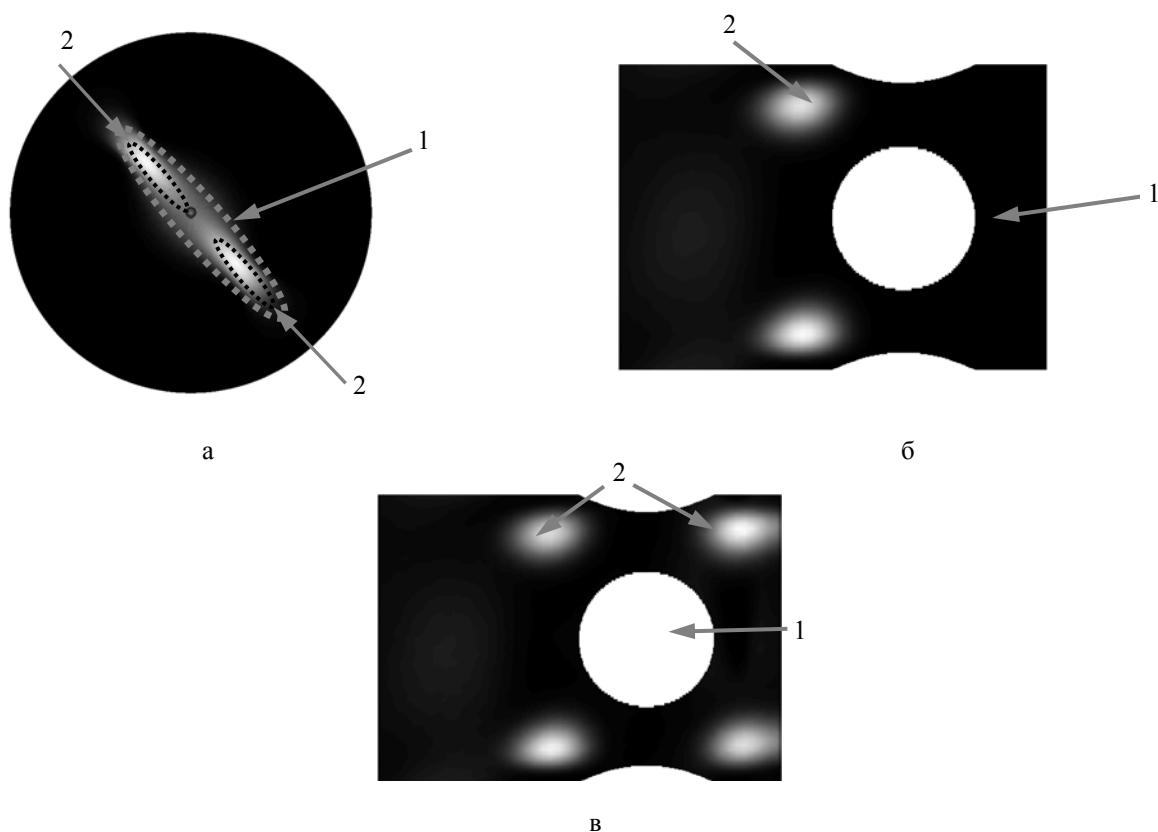


Рис. 2. Структура вторичной лазерной засветки на торце иллюминатора, формирующаяся при зеркальном отражении от цилиндрической поверхности иллюминатора двух лазерных пучков, вводимых через торцевое отверстие (1 – зона менее интенсивной засветки в форме эллипса с полуосями $A = 0,215$ мм и $B = 0,050$ мм, 2 – зона более интенсивной засветки в форме двух эллипсов с полуосями $a = 0,069$ мм и $b = 0,023$ мм) (а) и структура первичной засветки цилиндрической поверхности иллюминатора четырьмя (б) и восемью (в) лазерными пучками, вводимыми через четыре отверстия на боковой поверхности иллюминатора (1 – отверстия, 2 – пятна первичной лазерной засветки)

Стенка бокса в зонах первичных лазерных пятен испытывает сильный нагрев вследствие поглощения интенсивного лазерного излучения. Здесь наблюдается опережающая динамика вещества, что приводит к нарушению цилиндрической геометрии газодинамического движения в этих областях. Задание в них цилиндрической геометрии одномерного расчета фиксировало бы физически не обоснованный режим газодинамического движения с последующим коллапсом плазмы на оси цилиндра. Поэтому здесь и далее для зон первичной лазерной засветки проводится расчет в приближении плоской геометрии задачи при неограниченном разлете плазмы со стенок бокса. Заметим, что это приближение не позволяет учесть ряд эффектов: боковую разгрузку плазмы, испаряемой в области лазерного факела, а также эффекты теплопереноса вдоль стенки бокса. Последовательный учет этих эффектов потребует проведения полномасштабного трехмерного газодинамического моделирования.

По численной методике СНД-ЛИРА были проведены расчеты динамики полей излучения (лазерного и рентгеновского) внутри цилиндрического иллюминатора при коэффициенте ограничения потока электронной теплопроводности в веществе стенок бокса $f = 0,1$ и $f = 0,03$. Предполагалось, что энергия в каждом лазерном пучке составляет 250 Дж при длительности лазерного им-

пульса $\tau_{0,5} = 0,5$ нс на длине волны $\lambda = 0,66$ мкм. (Соответственно увеличение числа пучков увеличивает общее количество введенной в бокс лазерной энергии.) В табл. 1–4 приведены расчетные величины, характеризующие условия для всех участков (секторов) внутренней поверхности иллюминатора при расчетах с различным числом N лазерных пучков ($N = 2, 4, 6, 8$). Видно, насколько сильно поглощенная лазерная энергия зависит от коэффициента f .

В статье [5] подробно рассматриваются результаты расчетов по численной методике СНД-ЛИРА динамики поглощения лазерного излучения в сферическом боксе-конвертере, изменения температуры светимости стенок бокса и спектров излучения в нем. Существенных изменений при переходе к цилиндрической геометрии бокса не наблюдается (быть может, за исключением схемы засветки иллюминатора двумя пучками, когда значительное поглощение лазерной энергии происходит на алюминиевом торце, а не на стенках бокса с покрытием из золота). Поэтому мы отсылаем читателя к этой работе, ограничиваясь в рамках настоящей статьи приведенными табличными данными.

Одним из результатов настоящей работы является определение коэффициента ограничения электронной теплопроводности f , позволяющего согласовать результаты численного моделирования с экспериментальными результатами измерения эффективной температуры рентгеновского излучения в боксе. Наилучшее согласие достигается при $f = 0,03$. Поэтому в целях экономии места и времени читателя далее в статье все результаты на рисунках мы приводим для $f = 0,03$. (Результаты расчетов для $f = 0,1$ представлены в табл. 1–4.)

Таблица 1

Расчетные характеристики поглощения лазерного излучения и генерации квазиравновесного рентгеновского излучения на внутренней поверхности цилиндрического иллюминатора, засвечиваемого двумя лазерными пучками

№ сектора	E_{las} , Дж		$\langle I_a \rangle$, 10^{14} Вт/см ²		$\langle \eta \rangle$		T_x , эВ		Положение секторов
	$f = 0,1$	$f = 0,03$	$f = 0,1$	$f = 0,03$	$f = 0,1$	$f = 0,03$	$f = 0,1$	$f = 0,03$	
0	81	183					115	98	Отверстия
1	44	26	0,65	0,39	0,14	0,07	142	112	Первичные лазерные пятна на цилиндрической поверхности
2	44	26	0,63	0,39	0,14	0,07	142	112	
3	73	88	0,57	0,69	0,69	0,41	145	129	Торец из Au
4	142	97	0,99	0,68	0,74	0,4	124	100	Торец из Al
5	21	25	0,034	0,041	0,23	0,13	112	96	Цилиндрическая поверхность вне первичных пятен
6	64	37	5,5	3	0,31	0,16	178	131	Торец из Al в области вторичной лазерной засветки (зона 1 на рис. 2,а)
7	32	19	6,5	4	0,29	0,16	188	137	Торец из Al в области вторичной лазерной засветки (зона 2 на рис. 2,а)
$E_L = 501$ Дж $E_L = 502$ Дж									

Примечания: E_{las} – поглощенная на поверхности сектора энергия лазерного излучения; $\langle I_a \rangle$ и $\langle \eta \rangle$ – средние (за время действия лазерного импульса) значения поглощенной лазерной интенсивности и доли поглощенной энергии; T_x – температура в максимуме светимости стенки бокса.

Таблица 2

Расчетные характеристики поглощения лазерного излучения и генерации квазиравновесного рентгеновского излучения на внутренней поверхности цилиндрического иллюминатора, засвечиваемого четырьмя пучками

№ сек-тора	$E_{\text{las}}, \text{Дж}$		$\langle I_a \rangle, 10^{14} \text{ Вт/см}^2$		$\langle \eta \rangle$		$T_x, \text{эВ}$		Положение секторов
	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	
0	4,1	37					165	157	Отверстия
1	205	136	5,3	3,5	0,73	0,4	225	185	Первичные пятна на цилиндрической поверхности иллюминатора
2	184	118	4,8	3,1	0,66	0,35	225	185	
3	184	118	4,8	3,1	0,66	0,35	225	185	
4	205	136	5,3	3,5	0,73	0,41	225	185	
5	0,068	0,95	0,0005	0,0075	*	*	150	150	Торец из Au
6	2,9	3,2	0,02	0,022	*	*	127	125	Торец из Al
7	218	454	0,36	0,75	0,85	0,56	166	172	Цилиндрическая поверхность вне первичных пятен
8	0,38	0,26	0,032	0,022	*	*	127	125	Торец из Al
9	0,2	0,19	0,041	0,038	*	*	127	125	
$E_{\text{I}} = 1003 \text{ Дж}$ $E_{\text{I}} = 1003 \text{ Дж}$									

* Значение коэффициента поглощения не указано ввиду малой поглощенной лазерной энергии.

Таблица 3

Расчетные характеристики поглощения лазерного излучения и генерации квазиравновесного рентгеновского излучения на внутренней поверхности цилиндрического иллюминатора, засвечиваемого шестью пучками

№ сек-тора	$E_{\text{las}}, \text{Дж}$		$\langle I_a \rangle, 10^{14} \text{ Вт/см}^2$		$\langle \eta \rangle$		$T_x, \text{эВ}$		Положение секторов
	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	
0	94	208					172	158	Отверстия
1	11	7,4	5,5	3,8	0,71	0,43	224	186	Пятна первичной засветки пучками, вводимыми через отверстия на боковой поверхности
2	184	117	4,8	3	0,71	0,43	224	186	
3	184	117	4,8	3	0,71	0,43	224	186	
4	11	7,4	5,5	3,8	0,71	0,43	224	186	
5	42	51	1,3	1,6	0,31	0,25	186	170	Пятна первичной засветки пучками, вводимыми через торцевое отверстие
6	42	51	1,3	1,6	0,31	0,25	186	170	
7	212	144	5,7	3,9	0,47	0,27	229	190	Области наложения первичных пятен
8	211	143	5,7	3,9	0,47	0,27	229	190	
9	77,6	95	0,62	0,76	0,83	0,49	171	165	Передний торец из Au
10	140	100	0,98	0,7	0,58	0,24	152	136	Задний торец из Al

Окончание табл. 3

№ сектора	$E_{\text{las}}, \text{Дж}$		$\langle I_a \rangle, 10^{14} \text{ Вт/см}^2$		$\langle \eta \rangle$		$T_x, \text{эВ}$		Положение секторов
	197	410	0,36	0,76	0,66	0,51	172	171	
11	197	410	0,36	0,76	0,66	0,51	172	171	Цилиндрическая поверхность вне первичных пятен
12	67	35	5,6	3	0,34	0,16	193	153	Торец из Al в области вторичной засветки (зона 1 на рис. 2,а)
13	31	19	6,3	3,8	0,33	0,15	193	153	Торец из Al в области вторичной засветки (зона 2 на рис. 2,а)
$E_L = 1504 \text{ Дж} \quad E_L = 1504 \text{ Дж}$									

Таблица 4

Расчетные характеристики поглощения лазерного излучения и генерации квазиравновесного рентгеновского излучения на внутренней поверхности цилиндрического иллюминатора, засвечиваемого восемью пучками

№ сек-тора	$E_{\text{las}}, \text{Дж}$		$\langle I_a \rangle, 10^{14} \text{ Вт/см}^2$		$\langle \eta \rangle$		$T_x, \text{эВ}$		Положение секторов
	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	$f=0,1$	$f=0,03$	
0	120	341					190	171	Отверстия
1	207	137	5,3	3,5	0,76	0,43	229	193	Первичные лазер-ные пятна на ци-линдрической по-верхности, покры-той слоем Au тол-щиной 2 мкм
2	185	120	4,8	3,1	0,7	0,38	226	190	
3	185	120	4,8	3,5	0,7	0,39	226	190	
4	207	137	5,3	3,5	0,76	0,43	229	193	
5	205	135	6,7	4,4	0,72	0,41	240	198	
6	178	113	6	3,8	0,66	0,38	236	194	
7	178	113	6	3,8	0,66	0,38	236	194	
8	205	135	6,7	4,4	0,72	0,4	240	198	
9	14	13,3	0,11	0,1	0,03	0,023	188	166	Передний торец (толщина слоя Au 1,8 мкм)
10	3,8	3,6	0,026	0,025	0,05	0,015	143	138	Задний торец (тол-щина слоя Al 50 мкм)
11	316	635	0,65	1,3	0,77	0,55	190	191	Цилиндрическая по-верхность вне пер-вичных пятен (тол-щина слоя Au 2 мкм)
12	0,36	0,34	0,03	0,029	0,07	0,02	143	138	Задний торец (тол-щина слоя Al 50 мкм)
13	0,22	0,17	0,044	0,035	0,06	0,015	143	138	
$E_L = 2003 \text{ Дж} \quad E_L = 2003 \text{ Дж}$									

Воздействие интенсивного излучения приводит к генерации УВ, распространяющихся в объеме исследуемого образца. В расчетах по программе СНД-ЛИРА определялись параметры УВ в плоском образце из алюминия. Согласно [1] в образце из алюминия толщиной 50 мкм обеспечиваются условия стационарности УВ, что необходимо для выполнения корректных измерений ее характеристик. Поэтому везде далее мы анализируем параметры УВ после прохождения через базовый слой алюминия толщиной 50 мкм. Характеристики УВ (положение фронта, его скорость и давление за фронтом) как функции времени приведены на рис. 3–6 для случаев ввода $N = 2, 4, 6$ и 8 лазерных пучков соответственно.

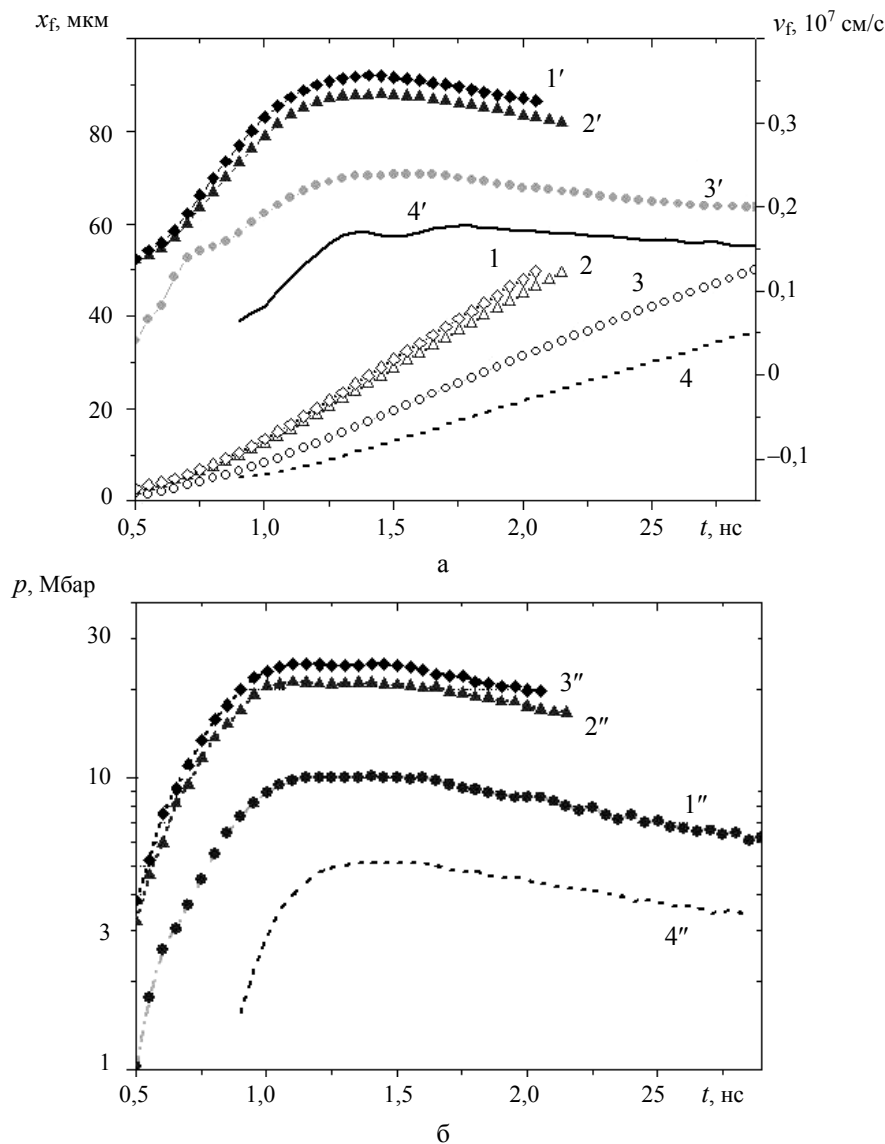


Рис. 3. Временные зависимости положения x_f фронта УВ, распространяющейся в образце из алюминия (1–4), и ее мгновенной скорости v_f (1'–4') (а), а также давления p за фронтом УВ (1''–4'') (б) при вводе двух лазерных пучков, полученные в расчетах с $f = 0,03$ для зон вторичной засветки секторов 7 (1, 1', 1'') и 6 (2, 2', 2''), для остальной части образца (3, 3', 3'') и в отсутствие добавочного воздействия лазерного излучения на образец (4, 4', 4'')

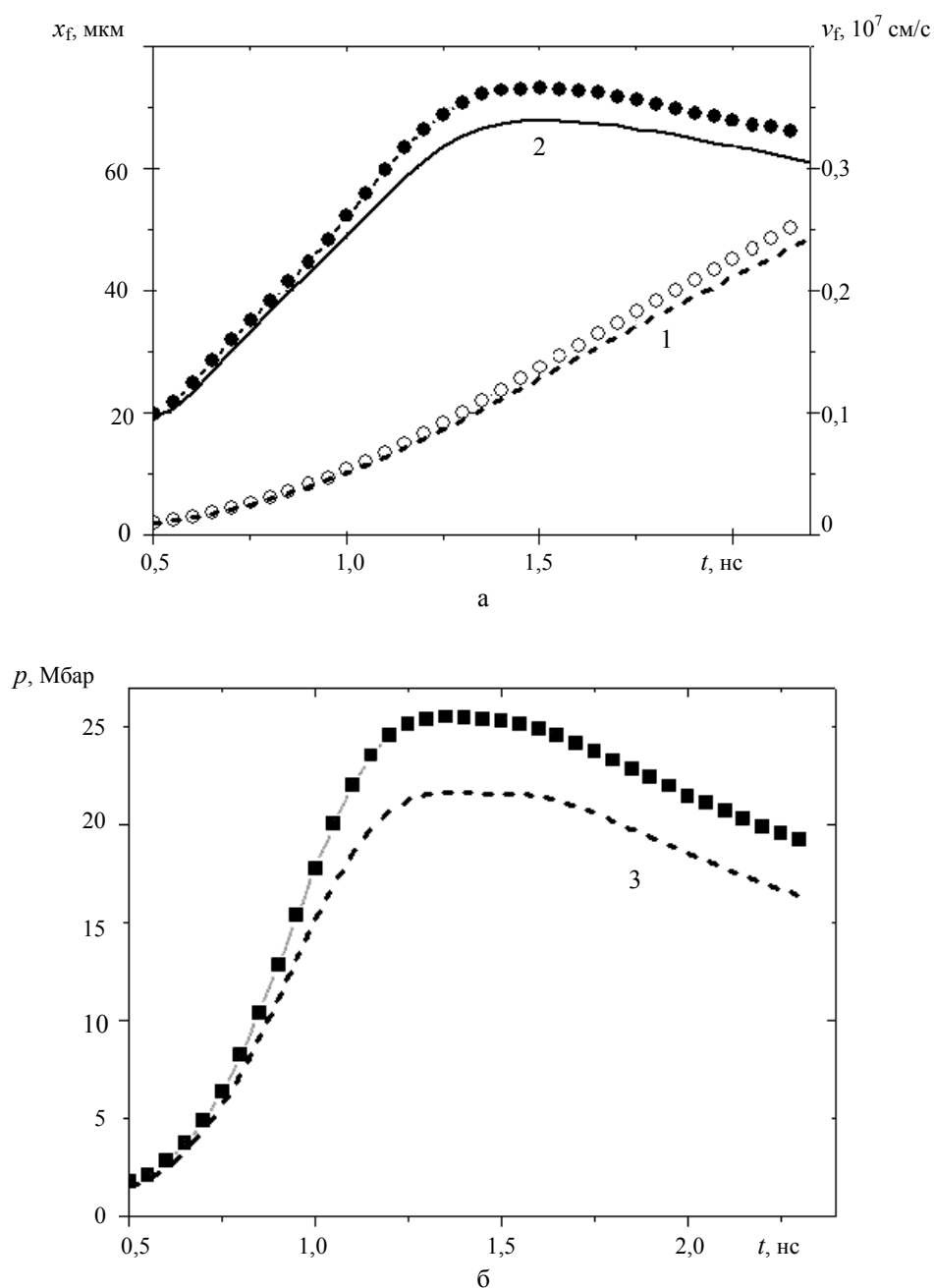


Рис. 4. Временные зависимости положения x_f фронта УВ, распространяющейся в образце из алюминия (1, o), и ее мгновенной скорости v_f (2, •) (а), а также давления за фронтом УВ (3, ■) (б) для случая засветки иллюминатора четырьмя пучками при $E_L = 1$ кДж (точки) и 850 Дж (кривые), полученные в расчетах с $f = 0,03$

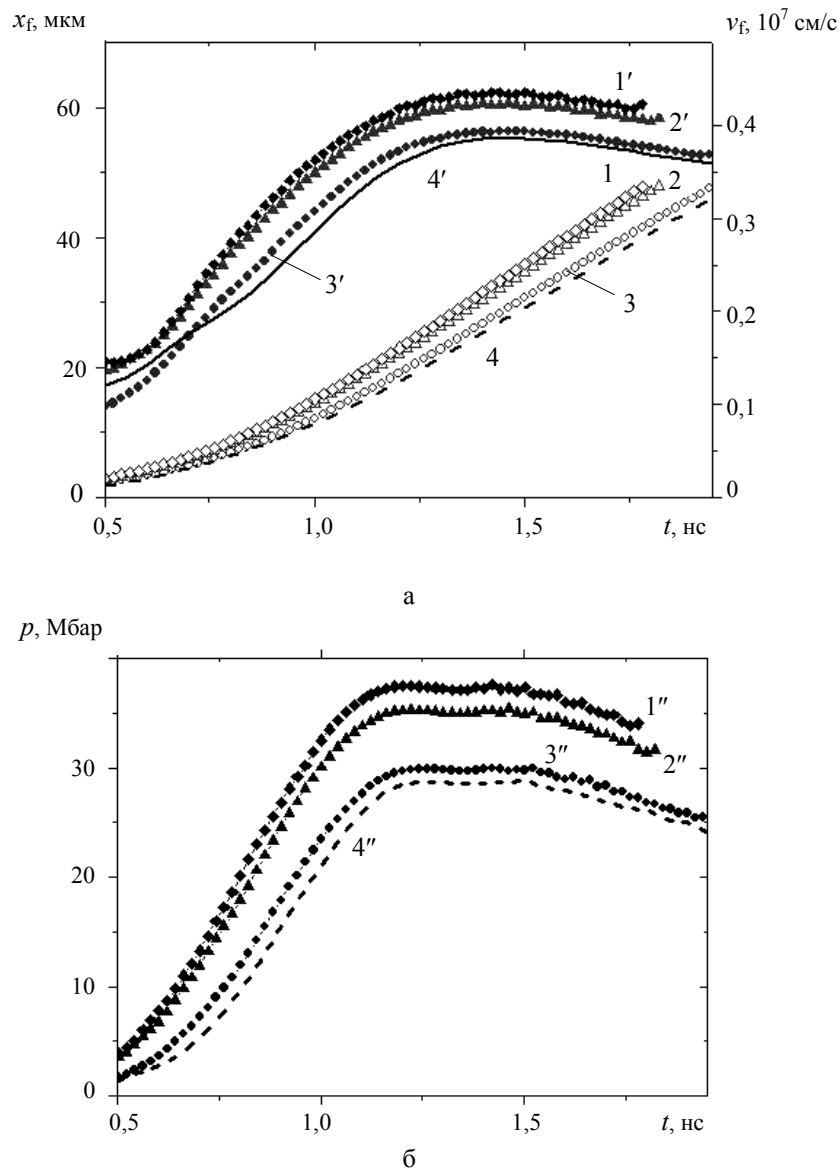


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, для случая ввода шести лазерных пучков

На рис. 3 и 5 показаны временные зависимости параметров УВ при торцевом вводе лазерной энергии (схемы засветки с двумя и шестью пучками). Наличие вторичной лазерной засветки (вследствие отражения света внутри иллюминатора от его цилиндрической поверхности) приводит к усилению УВ только в случае ввода двух пучков (когда нет дополнительного нагрева стенок бокса четырьмя пучками, вводимыми через боковые отверстия). Заметим, что температуре рентгеновского излучения в боксе $T_x = 100$ эВ соответствует поток энергии $S_x \approx 10^{13}$ Вт/см², что меньше потоков лазерной энергии (см. табл. 1). Чтобы определить степень дополнительного нагрева образца лазерным излучением, был проведен расчет, в котором не учитывалось влияние рассеянного лазерного излучения (немаркированные кривые на рис. 3 и 5).

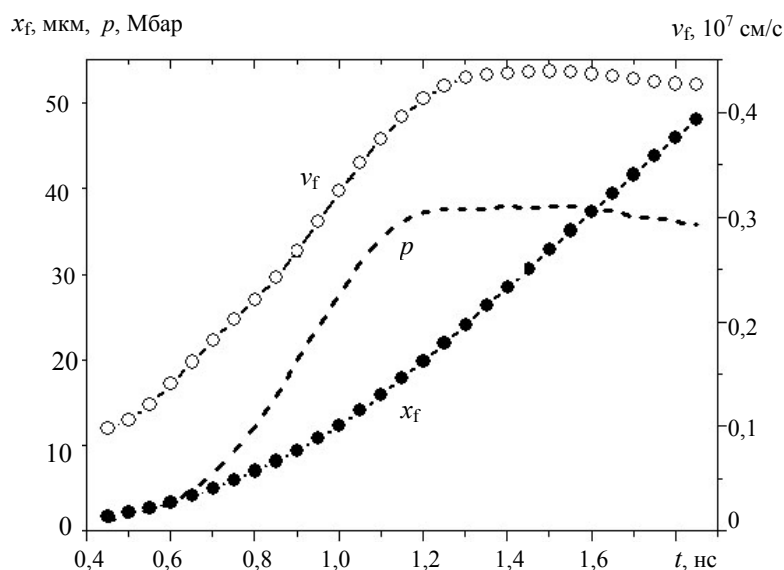


Рис. 6. Параметры УВ для случая ввода восьми лазерных пучков, полученные в расчетах с $f=0,03$

В экспериментах на установке «Искра-5» с использованием добавочной ступеньки из алюминия малой толщины (5 мкм) была измерена скорость УВ v_f , составившая после прохождения через базовый слой алюминия $30 \pm 3,6$ км/с [1]. Чтобы провести сравнение с данными эксперимента, мы выполнили расчет с введенной в бокс лазерной энергией $E_L = 850$ Дж [1]. Результаты расчетов показаны немаркированными кривыми на рис. 4. Рассчитанная скорость УВ после прохождения через слой алюминия толщиной 50 мкм была равна 30 км/с (при $f=0,03$).

В [1] также приведена скорость УВ при $E_L = 1380$ Дж. Измеренная скорость УВ составила $35 \pm 1,6$ км/с. В расчете с $f=0,03$ (штриховая кривая на рис. 5) было получено $v_f = 37$ км/с. Заметим, что в этом эксперименте время выхода УВ определялось по положению лазерной метки, что вносит, по нашему мнению, неопределенность в результаты измерений.

3. Обсуждение результатов

В рамках настоящей работы по методике СНД-ЛИРА было проведено сквозное численное моделирование экспериментов с цилиндрическими иллюминаторами, в которых температура излучения внутри бокса рассчитывалась по скорости УВ в контрольном образце толщиной 50 мкм. В расчетах определялись условия поглощения лазерного излучения на стенках цилиндрического бокса, эффективные температуры и спектры неравновесного рентгеновского излучения, а также исследовались условия генерации УВ при непрямом (рентгеновском) воздействии квазитеплового излучения на поверхность алюминиевого образца.

Были рассмотрены различные варианты проведения экспериментов при использовании $N = 2, 4, 6$ и 8 лазерных пучков.

Показано, что при торцевом вводе лазерной энергии (два пучка вводятся во внутренний объем иллюминатора через отверстие на его торце) существенное переотражение лазерного излучения внутри бокса приводит к формированию зон интенсивной вторичной лазерной засветки на поверхности исследуемого образца. При этом рассеянное лазерное излучение воздействует на исследуемый образец, что обуславливает существенное усиление генерируемой в нем УВ. Расчет-

ные данные показывают, что при засветке иллюминатора двумя пучками неконтролируемое воздействие лазерного излучения на образец даже больше влияния генерируемого в боксе рентгеновского излучения.

В схеме засветки бокса шестью лазерными пучками дополнительные четыре пучка вводятся в боковые отверстия и формируют зоны интенсивной первичной засветки на боковой (цилиндрической) поверхности иллюминатора. Увеличение энергии рентгеновского излучения в боксе снижает влияние рассеянного излучения двух лазерных пучков, вводимых через торцевое отверстие. Однако это воздействие по-прежнему является существенным, и результаты измерения характеристик УВ в плоскости распространения пучков оказываются искаженными.

При вводе четырех или восьми пучков через четыре отверстия на боковой поверхности иллюминатора лазерное излучение поглощается преимущественно в пятнах первичной засветки. В этом случае исключается дополнительное неконтролируемое воздействие рассеянного излучения на исследуемый образец и удается достичь достаточно однородной рентгеновской освещенности его поверхности.

Проведенные расчеты показали, что различия случаев слабого ($f = 0,1$) и сильного ($f = 0,03$) ограничения электронного теплопереноса проявляются в основном в зонах концентрированной лазерной засветки (как первичной, так и вторичной). Установлено, что введение более сильного ограничения ($f = 0,03$) приводит к существенному «запиранию» тепла в области разреженной плазмы, доступной для распространения лазерного излучения (область лазерной короны). Следствием этого являются два обстоятельства. Во-первых, нагрев плазмы ведет к уменьшению поглощения в ней лазерного излучения. Во-вторых, ограничение теплопередачи в более плотные слои надкритической плазмы (рентгеновская корона) снижает эффективную температуру светимости стенок бокса в зонах концентрированной лазерной засветки. Это можно видеть из данных табл. 1–4.

В большом количестве экспериментов с мишенями непрямого облучения, выполненных на лазерной установке «Искра-5» (вторая гармоника йодного лазера с $\lambda = 0,66$ мкм), была получена зависимость (скейлинг) [1] эффективной температуры T (в эВ) рентгеновского излучения в боксе от интенсивности лазерного излучения I (в ТВт/см²) в виде

$$T = 60 \cdot (0,35 I \tau^{0,5})^{0,29}, \quad (4)$$

где τ – длительность лазерного импульса (в нс). На рис. 7 проведено сопоставление температуры выходящего через отверстия излучения, рассчитанной по методике СНД-ЛИРА при коэффициентах ограничения электронной теплопроводности $f = 0,1$ и $0,03$, с результатами измерений. Видно, что согласие расчетов с экспериментом лучше при факторе ограничения $f = 0,03$. Расчетные значения температуры рентгеновского излучения при вводе двух пучков лежат ниже скейлинга. Это объясняется тем, что в этом случае основное поглощение лазерного излучения происходит в зонах вторичной засветки на алюминиевом образце (см. рис. 1), эффективная температура светимости которого существенно меньше температуры стенки бокса с покрытием из золота.

Заметим, что измерения спектра рентгеновского излучения, выходящего через отверстия, дают усредненное значение температуры, а вклад в него вносит излучение как пятен лазерной засветки, так и стенок бокса в области тени. Различия условий в зонах концентрированной лазерной засветки при изменении f от $0,03$ до $0,1$ оказываются весьма существенными (см. табл. 1–4). Различия в усредненных величинах проявляются в меньшей степени, однако они все же могут быть заметны. Таким образом, сопоставление результатов сквозного численного моделирования по методике СНД-ЛИРА с данными измерений позволяет определить коэффициент f ограничения электронной теплопроводности для условий экспериментов с лазерными мишенями на установке «Искра-5».

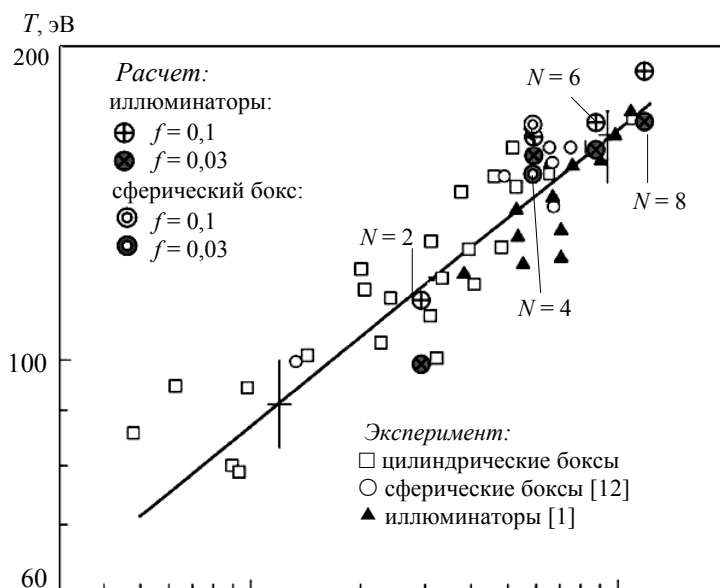


Рис. 7. Сопоставление расчетной температуры рентгеновского излучения, выходящего через отверстия, с результатами измерений в экспериментах на установке «Искра-5» при различном числе N вводимых в бокс лазерных пучков. Сплошная линия соответствует скейлингу (4)

Корректный расчет температуры рентгеновского излучения в боксе дает возможность получить расчетные значения скорости УВ в алюминиевом образце, согласующиеся с результатами измерений (см. разд. 2).

Заключение

В настоящей работе приведены результаты численного моделирования экспериментов по генерации УВ в цилиндрическом иллиминаторе, выполненных на лазерной установке «Искра-5» (вторая гармоника йодного лазера). По программе СНД-ЛИРА было проведено сквозное численное моделирование динамики полей лазерного и рентгеновского излучения на стенках цилиндрического бокса-конвертера, а также распространения УВ, возникающих в исследуемом образце вследствие его нагрева интенсивным рентгеновским излучением.

Анализ полученных расчетных данных, во-первых, позволяет утверждать, что схема засветки иллиминатора с использованием двух лазерных пучков неудовлетворительна по причине нежелательной засветки исследуемого образца рассеянным интенсивным лазерным излучением (см. рис. 2). Дополнительное воздействие рассеянного лазерного излучения на исследуемый образец имеет место и в экспериментах с использованием шести лазерных пучков, что также может искажать полученные экспериментальные результаты. Однако в этом случае преобладающее воздействие на образец оказывает генерирующееся в боксе квазиравновесное рентгеновское излучение.

Удовлетворительными с этой точки зрения являются схемы экспериментов с вводом четырех или восьми лазерных пучков через четыре отверстия на боковой поверхности иллиминатора, позволяющие, с одной стороны, обеспечить высокую однородность рентгеновской освещенности исследуемого образца, а с другой стороны – исключить воздействие на него рассеянного лазерного излучения. Эффективная температура рентгеновского излучения в боксе достигает при этом 150 и 170 эВ соответственно.

Использование скейлинга (4) позволяет согласовать расчетные и измеренные в эксперименте температуры рентгеновского излучения в боксе при факторе ограничения электронного теплопереноса $f = 0,03$. Ценность полученного результата заключается в том, что значение f определено для импульсного лазерного излучения субнаносекундной длительности с $\lambda = 0,66$ мкм (вторая гармоника йодного лазера), данные по поглощению которого практически отсутствуют в научной литературе. Это связано с тем, что для экспериментов по инерциальному синтезу используется, главным образом, лазерное излучение третьей гармоники неодимового лазера ($\lambda = 0,35$ мкм). Данные для этой длины волны, полученные на американских лазерных установках NOVA и OMEGA для лазерного импульса наносекундной длительности, дают $f = 0,05$ [13, 14]. (Численная интерпретация экспериментов во всех случаях проводилась с использованием простого варианта модели среднего иона для расчета неравновесных рентгеновских спектров.)

Наконец, при $f = 0,03$ проведенные расчеты дают совпадающие с экспериментом значения скорости распространения УВ в алюминии.

Список литературы

1. Ватулин В. В., Жидков Н. В., Кравченко А. Г. и др. Измерение температуры плазмы в мишенях непрямого облучения по скорости ударной волны в алюминии на установке «Искра-5» // Физика плазмы. 2010. Т. 36, № 5. С. 447–453.
2. Бондаренко С. В., Долголева Г. В., Новикова Е. А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2007. Вып. 3–4. С. 15–26.
3. Бондаренко С. В., Долголева Г. В., Новикова Е. А. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 4. С. 372–378.
4. Соболев И. М. Численные методы Монте-Карло. – М.: Наука, 1973.
5. Бондаренко С. В., Новикова Е. А. Численное исследование преобразования лазерного излучения в рентгеновское в экспериментах со сферическими боксами с внутренними покрытиями из различных материалов // Квантовая электроника. 2010. Т. 40, № 5. С. 406–410.
6. Spitzer L. Jr., Härm R. // Phys. Rev. 1953. Vol. 89. P. 977.
7. Malone R. C., McCrory R. L., Morse R. L. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 721.
8. Shvarts D., Delettrez J., McCrory R. L., Verdon C. P. Self-consistent reduction of the Spitzer-Härm electron thermal heat flux in steep temperature gradients in laser-produced plasmas // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47, N 4. P. 247.
9. Силин В. П. Ограничение теплопереноса в слабостолкновительной плазме // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. Вып. 5(11). С. 1398–1408.
10. Shnittman J. D., Craxton R. S. Three-dimensional modeling of capsule implosions in OMEGA tetrahedral hohlraums // Phys. of Plasmas. 2000. Vol. 7, N 7. P. 2964–2976.
11. Бельков С. А., Долголева 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. Матем. моделирование физ. процессов. 1992. Вып. 1. С. 59–61.

12. Annenkov V. I., Bessarab A. V., Vatulin V. V. et al. // Proc of the XXIX ECLIM. Madrid, Spain, 2006.
13. Rauffman R. L., Suter L. J., Darrow C. B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 2320.
14. Decker C., Turner R. E., Landen O. L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79. P. 1491.

Numerical Analysis of Iskra-5 Experiments on the Generation of Shock Waves in Aluminum Under Exposure to X-Ray

S. V. Bondarenko, Y. A. Novikova

The dynamics of laser and X-ray radiation fields in experiments with cylindrical converter boxes (illuminators), which had earlier been carried out on the Iskra-5 laser facility (the second harmonic of iodine laser radiation, $\lambda = 0.66 \mu\text{m}$) was investigated in a sector approximation using the SND-LIRA numerical technique. In these experiments, the X-ray radiation temperature in the box was determined by measuring the velocity of the shock wave generated in the sample under investigation, which was located at the end of the cylindrical illuminator. Through simulations were made using the SND-LIRA code, which took into account the absorption of laser driver radiation at the box walls, the production of quasithermal radiation, as well as the formation and propagation of the shock wave in the sample under investigation. An analysis of the experiments permits determining the electron thermal flux limiter f : for $f = 0.03$ it is possible to match the experimental scaling data for X-ray in-box radiation temperature to the data of our simulations. The shock velocities obtained from the simulations are also consistent with experimental data.