

УДК 517.958:536.2

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЯХ НА РАЗВИТИЕ КОРОТКОВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В МИШЕНЯХ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

В. А. Лыков, Е. Л. Лягина, А. А. Шестаков*
(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина",
г. Снежинск Челябинской области)

С использованием двумерной программы радиационной гидродинамики исследуется влияние спектральных эффектов переноса излучения в различных приближениях на развитие коротковолновых возмущений в оболочечных мишенях непрямого облучения для мегаджоульных лазерных установок. Показано, что динамика движения оболочки и скорость роста возмущений при сжатии оболочечной мишени существенно зависят от модели переноса излучения. Результаты двумерных расчетов роста возмущений с номерами сферических гармоник 60 и 90, которые были выполнены в многогрупповых приближениях по переносу излучения, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, полученными в опытах с оболочечными мишенями на установке NIF.

Ключевые слова: перенос рентгеновского излучения, задача инерциального термоядерного синтеза.

Введение

Развитие гидродинамических неустойчивостей и турбулентного перемешивания в мишенях инерциального термоядерного синтеза (ИТС) является одним из основных препятствий на пути достижения условий термоядерного зажигания на мощных лазерных установках. Поэтому их экспериментальному и расчетно-теоретическому изучению уделяется большое внимание во всем мире. Одним из направлений этих работ является развитие методик и программ радиационной газовой динамики для численного моделирования мишеней ИТС с целью оптимизации постановки экспериментов на мощных лазерных установках [1, 2]. В настоящее время ближе всего к условиям термоядерного зажигания приблизились эксперименты с мишенями непрямого облучения, которые проводятся на мегаджоульной лазерной установке NIF [1]. В этих экспериментах используются сферические оболочки, на внутренней поверхности которых наморожен слой ДТ-топлива. Мишени помещаются в цилиндрический хольраум (бокс-конвертор), на стенках которого происходит генерация рентгеновского излучения под действием лазерного излучения, запускаемого внутрь хольраума через отверстия на его боковых стенках. Сжатие мишени происходит под действием абляции материала оболочки рентгеновским излучением хольраума.

Для моделирования процессов, происходящих внутри хольраума и при сжатии мишеней, необходимы многомерные программы радиационной газовой динамики. При этом, строго говоря, необходим учет спектрального переноса излучения в кинетическом приближении, поскольку пространство

* Шестаков Александр Александрович, ведущий научный сотрудник,
e-mail: a.a.shestakov2012@yandex.ru

внутри хольраума прозрачно для собственного теплового излучения. Это излучение является существенно неравновесным и содержит М-полосы рентгеновских линий ионов тяжелых металлов (золота), из которых изготавливается хольраум (далее для краткости будем использовать просто *излучение М-полос*). Рентгеновское излучение М-полос с энергиями квантов $\varepsilon \approx 2 \div 5$ кэВ может вызывать нежелательный прогрев мишени, который будет мешать достижению высоких сжатий ДТ-топлива, необходимых для его зажигания. Для борьбы с предварительным рентгеновским разогревом мишени в оболочку вносят примеси кремния или металлов, которые экранируют ДТ-топливо от излучения М-полос.

Отметим, что в подавляющем большинстве многомерных программ радиационной газовой динамики для учета переноса излучения используют P_1 - и диффузионное приближения [3–7], поскольку использование спектрального кинетического приближения для расчетов переноса теплового излучения осложняется большой размерностью рассматриваемого пространства (шесть независимых переменных в двумерной геометрии). Из-за большого количества переменных решение уравнения переноса требует огромных вычислительных мощностей. В связи с этим применяются различные упрощающие приближения, сводящие задачу переноса излучения к более простой.

Проблеме численного моделирования переноса теплового излучения в диффузионных приближениях посвящено достаточно большое количество работ, в том числе работы ядерных центров США — Лос-Аламосской [8–10] и Ливерморской [11, 12] национальных лабораторий, Национальной лаборатории Сандии [13].

Использование диффузионного и P_1 -приближений в задачах переноса теплового излучения объясняется следующими достоинствами этих приближений:

- 1) уменьшенная размерность системы по сравнению с кинетическим приближением (требуется меньше памяти ЭВМ);
- 2) уменьшенное время счета задачи (за счет размерности системы и более быстрой сходимости итераций);
- 3) отсутствие так называемого *лучевого эффекта* (см., например, [14]).

Достоинством P_1 -приближения по сравнению с диффузионным или приближением лучистой теплопроводности (ЛТП) является то, что оно сохраняет конечную скорость распространения фотонов. Важно, что, кроме удешевления расчетов по сравнению с кинетической постановкой, диффузионное и P_1 -приближения сохраняют симметрию в сферически-симметричных задачах. Это снимает вопрос о влиянии лучевого эффекта, который в кинетической постановке учета переноса излучения может приводить к искажению формы мишени при ее большом объемном сжатии, типичном для мишеней ИТС. Однако P_1 - и диффузионное приближения имеют ограничения по области применения: в основном их используют в оптически плотных веществах.

В данной работе представлены результаты двумерного моделирования начальной стадии разгона оболочки мишени непрямого облучения, выполненные для условий опубликованных экспериментов, которые были проведены на мегаджоульной лазерной установке NIF с целью изучения развития возмущений на фронте абляции оболочечных мишеней в зависимости от номера гармоники $l = 30 \div 120$ [15–18]. При этом расчеты проводились в различных приближениях по переносу излучения: ЛТП, многогрупповых диффузионном, P_1 и кинетическом. Кроме того, проведены двумерные расчеты в многогрупповом кинетическом приближении с учетом излучения М-полос, чтобы выяснить, какое влияние они могут оказывать на динамику сжатия мишени и развитие гидродинамических возмущений. Поскольку расчеты проводились в однотемпературном газодинамическом приближении без учета электронной теплопроводности, в них не ставилась задача получить максимальные значения плотности и температур ДТ-смеси при сжатии мишени. Для корректного сравнения этих величин с экспериментальными данными требуется проведение аналогичных расчетов с учетом отличия температур электронов и ионов, а также электронной теплопроводности. С другой стороны, эти процессы малозначительны при изучении развития гидродинамических неустойчивостей в мишенях непрямого облучения на стадии разгона оболочки. Поэтому расчеты проводились до момента времени, когда схождение оболочки по радиусу составляло около двух раз, как и в опубликованных экспериментах [15–17].

В проведенных расчетах газодинамическое движение вещества и перенос энергии в приближении ЛТП моделировались по программе ТИГР [19]. Перенос излучения в многогрупповом кинетическом приближении моделировался по методике DDAD [20]. Перенос излучения в многогрупповых P_1 - и диффузионном приближениях моделировался по методике РОМБ [3]. В расчетах использовались уравнения состояний веществ и пробеги излучения, рассчитанные по модели и программе RESEOS [21].

Авторы выражают благодарность А. А. Овечкину за предоставленные данные по программе RESEOS.

1. Эксперименты по изучению развития коротковолновых возмущений на фронте абляции при сжатии оболочечных мишеней на установке NIF

На установке NIF был проведен цикл исследований по изучению роста возмущений на фронте абляции оболочечной мишени непрямого облучения [15–17]. Эксперименты проводились с профилированным лазерным импульсом длительностью 21 нс (*low foot pulse*), имевшим пиковую мощность ~ 350 ТВт и энергию 1,3 МДж при использовании 184 лучей установки NIF. Остальные 8 лучей этой установки фокусировались на фольгу из ванадия толщиной 12,5 мкм до интенсивности $\sim 5 \times 10^{14}$ Вт/см². При нагревании ванадиевой фольги образовывалась высокотемпературная плазма, рентгеновское излучение которой использовалось для диагностики изменения во времени вариации по азимутальному углу θ оптической толщины мишени при энергии квантов $\varepsilon \approx 5,4$ кэВ.

В мишени использовалась многослойная пластиковая оболочка радиусом ~ 1137 мкм с толщиной стенки 209 мкм, описанная в работах [17, 18]. Для борьбы с разогревом мишени рентгеновским излучением М-полос три внутренних слоя мишени были легированы кремнием с атомными концентрациями 2 и 4 % ([17, 18] и табл. 1 в разд. 4). Оболочка сжималась под действием рентгеновского излучения хольраума с максимальной температурой ~ 300 эВ. Зависимость температуры излучения от времени, заимствованная из работ [17, 18], приведена в табл. 2 (см. разд. 4). На поверхность оболочки наносились синусоидальные возмущения с тремя длинами волн: 240 мкм (сферическая мода $l = 30$), 120 мкм ($l = 60$) и 80 мкм ($l = 90$). Начальная амплитуда возмущений была от 0,25 до 1,7 мкм.

Экспериментальная зависимость коэффициента роста оптической толщины от номера гармоники определялась на момент, когда оболочка имела радиус 650 мкм [15–17]. Значения роста возмущений были получены методом рентгеновской просветки с энергией квантов $\sim 5,4$ кэВ, т. е. измерялась вариация оптической толщины по азимутальному углу θ в момент t : $\tau_{5,4}(\theta, t) = \int \kappa_{5,4} \rho(r, \theta, t) dr$, где $\kappa_{5,4}(\rho, T)$ [см²/г] — массовый коэффициент поглощения веществом мишени квантов с энергиями $\varepsilon \approx 5,4$ кэВ. В случае холодного вещества или небольшой степени ионизации материала массовый коэффициент поглощения $\kappa_{5,4}$ слабо зависит от температуры и плотности, поэтому оптическая толщина приблизительно пропорциональна поверхностной массе, $\tau_{5,4}(t) \sim \int \rho dr$. Данное обстоятельство могло бы заметно упростить обработку расчетов и экспериментов, однако анализ многогрупповых пробегов излучения, рассчитанных по программе RESEOS [21], показал, что это не так для условий экспериментов [15–18] и расчетов, обсуждаемых ниже. Поэтому результаты двумерных расчетов обрабатывались с использованием значений многогрупповых пробегов излучения, полученных по программе RESEOS [21].

2. Постановка задачи переноса излучения

Двумерное нестационарное кинетическое уравнение переноса излучения в многогрупповом приближении для осесимметричной геометрии в цилиндрической системе координат имеет вид [20]

$$\frac{\rho}{c} \frac{d}{dt} \left(\frac{J_g}{\rho} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\xi r J_g) + \frac{\partial}{\partial z} (\mu J_g) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \psi} (\eta J_g) + \alpha_{cg} J_g = \frac{1}{4\pi} \alpha_{cg} B_g,$$

где r, z — цилиндрические координаты (z — ось симметрии); t — время; c — скорость света; ρ — плотность вещества; $J(t, r, z, \mu, \psi, \varepsilon)$ — интенсивность излучения фотонов с энергией ε , летящих в

направлении $\vec{\Omega}(\mu, \psi)$; ε_g — энергия фотонов группы g ($g = 1, 2, \dots, G$); $U_g = \int J_g(t, \vec{r}, \vec{\Omega}, \varepsilon_g) d\vec{\Omega}$ — плотность излучения, умноженная на скорость света c ; $\alpha_{cg}(\rho, T)$ — коэффициент поглощения фотонов группы g ; T — температура вещества; $B_g = \frac{8\pi}{c^2 h^3} \int_{\Delta\varepsilon_g} \frac{\varepsilon^3}{\exp(\varepsilon T^{-1}) - 1} d\varepsilon$ — интенсивность равновесного излучения для группы g (функция Планка с размерным множителем); h — постоянная Планка; $\mu = \cos \theta$, θ — угол между $\vec{\Omega}$ и осью \vec{z} ; ψ — угол между \vec{r} и проекцией $\vec{\Omega}$ на плоскость, перпендикулярную оси \vec{z} ; $\xi = \cos \psi \sqrt{1 - \mu^2}$; $\eta = \sin \psi \sqrt{1 - \mu^2}$.

Совместно с уравнением переноса решается уравнение для энергии E в виде

$$\rho \frac{\partial E}{\partial t} = \sum_{g=1}^G \alpha_{cg} (U_g - B_g).$$

3. Модель учета линейчатого рентгеновского излучения М-полос ионов золота

В работах [22, 15] отмечалось, что учет неравновесного излучения М-полос может сказаться на разогреве мишени, приводящем к изменению динамики сжатия и развития неустойчивостей. Поскольку стенки хольраума нагреваются в области фокусировки лазерных пучков до высоких температур (2–3 кэВ), то они сильно излучают в полосе линий М-переходов ионов с высоким Z (Au, U и т. п.). Линии М-переходов неравномерно заполняют полосу в области энергий квантов 2–5 кэВ — в основном они отвечают энергиям квантов $\varepsilon = 2,5 \pm 0,6$ кэВ [23, 24]. В экспериментах на установке NIF получено, что доля энергии рентгеновского излучения в интервале энергий квантов М-полосы излучения золотых стенок хольраума может составлять $\sim 18\%$ от энергии рентгеновского излучения хольраума с *чернотельной* температурой ~ 300 эВ [23, 24].

Для учета рентгеновского излучения М-полос в проведенных расчетах на внешней границе задавалась интенсивность входящего излучения в виде

$$J_g = (1 - M F_M(t)) \frac{1}{4\pi} B_g(T_{f,\text{гран}}) + M \frac{c\sigma T_{f,\text{гран}}^4}{4\pi} F_M(t) f(\varepsilon_g) \quad \text{для} \quad \vec{\Omega} \cdot \vec{n} \leq 0, \quad (1)$$

где $B_g(T_{f,\text{гран}})$ — равновесная плотность излучения с граничной температурой $T_{f,\text{гран}}(t)$;

$$F_M(t) = \frac{f_M(t) \int_0^\infty T_{f,\text{гран}}^4 dt}{\int_0^\infty T_{f,\text{гран}}^4 f_M dt}, \quad f_M(t) = \begin{cases} 1, & t_1 < t < t_2; \\ 0, & t < t_1, \quad t > t_2; \end{cases} \quad f(\varepsilon_g) = \begin{cases} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^{-1}, & \varepsilon_1 < \varepsilon_g < \varepsilon_2; \\ 0, & \varepsilon_g < \varepsilon_1, \quad \varepsilon_g > \varepsilon_2. \end{cases}$$

Параметры t_1 и t_2 характеризуют интервал времени, когда интенсивность лазерного излучения достаточна для генерации рентгеновского излучения М-полос в плазме горячих пятен на стенках хольраума. Параметры ε_1 и ε_2 определяют границы М-полосы, а параметр M — долю энергии рентгеновского излучения в этой полосе.

Отметим, что плотность потока энергии рентгеновского излучения, полученная интегрированием выражения (1) по энергии квантов и телесному углу Ω , отвечает равновесному излучению с температурой $T_{f,\text{гран}}$.

4. Результаты расчетов развития коротковолновых возмущений при сжатии оболочечной мишени непрямого облучения

Постановка задач о развитии двумерных возмущений в расчетах сжатия оболочечной мишени при учете переноса излучения в различных приближениях была следующей. Параметры мишени и зависимости температуры излучения хольраума отвечали данным из работ [17, 18]. Для численного моделирования была выбрана четверть рассматриваемой системы ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), которая разбивалась на девять областей по радиусу. Пластиковая оболочка занимает области 2–8 (см. табл. 1).

На внешней границе пластиковой оболочки (область 8) $R_8 = 0,1137$ см задавались начальные геометрические возмущения вида $R(\theta) = R_8 + \delta_0 \cos(l\theta)$, где δ_0 — начальная амплитуда возмущений, l —

Таблица 1

Параметры задачи

Номер области	$R, \text{см}$	Вещество	$\rho, \text{г/см}^3$	Число точек по R
1	0,0928	DT	0,0084	30
2	0,0930	CH	1,05	15
3	0,0934	CH	1,05	20
4	0,0948	CH	1,05	25
5	0,0954	CH+Si 2 %	1,05	30
6	0,0989	CH+Si 4 %	1,05	70
7	0,1000	CH+Si 2 %	1,05	20
8	0,1137	CH	1,05	100
9	0,3000	CH	10^{-3}	15

номер гармоники. На внешней границе области 9 задавалась зависимость граничной температуры $T_{f, \text{гран}}$ от времени (табл. 2). Здесь и ниже за единицу времени принято значение $10^{-7} \text{с} = 100 \text{нс}$, а температура и энергия фотонов измеряются в килоэлектрон-вольтах (кэВ).

Расчеты с учетом многогруппового переноса излучения проводились в 40-групповом приближении ($G = 40$) со следующими границами энергетических интервалов: 0,001; 0,0115; 0,015; 0,0185; 0,025; 0,031; 0,041; 0,053; 0,069; 0,088; 0,115; 0,147; 0,19; 0,245; 0,31; 0,41; 0,52; 0,69; 0,88; 1,15; 1,47; 1,9; 2,45; 3,1; 4,1; 5,2; 6,9; 8,8; 11,5; 14,7; 19; 25,5; 31; 41; 52; 69; 88; 115; 147; 190; 210 кэВ.

Для изучения развития коротковолновых возмущений при разгоне оболочки были проведены двумерные расчеты для 60-й и 90-й гармоник возмущений. Начальная амплитуда возмущений была задана равной $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{см}$ — значению, которое соответствовало минимальной начальной амплитуде возмущений с длинами волн 120 ($l \approx 60$) и 80 мкм ($l = 90$) в экспериментах с "рифленными" мишенями на установке NIF [15–18]. Расчеты проведены без учета и с учетом излучения М-переходов по формуле (1) для параметров $\varepsilon_1 = 2,45 \text{кэВ}$; $\varepsilon_2 = 4,1 \text{кэВ}$; $M = 0,09$; $t_1 = 0,178$; $t_2 = 0,203$ до момента времени, когда схождение оболочки составляет около двух раз.

Для сравнения с экспериментальными данными проводилась обработка результатов расчетов. А именно, вычислялись зависимости от времени относительных амплитуд возмущений поверхностной массы $A_{\rho dR}$ и оптической толщины A_τ по формулам

$$A_{\rho dR} = \frac{\delta_\rho(t)}{\delta_\rho(t=0)}, \quad \delta_\rho(t) = \frac{\left| \max_{\theta} \int_{R_1}^{R_2} \rho dr - \min_{\theta} \int_{R_1}^{R_2} \rho dr \right|}{\max_{\theta} \int_{R_1}^{R_2} \rho dr + \min_{\theta} \int_{R_1}^{R_2} \rho dr}; \quad (2)$$

Таблица 2

Зависимость температуры $T_{f, \text{гран}}$ от времени

$t, 100 \text{нс}$	$T_{f, \text{гран}}, \text{кэВ}$	$t, 100 \text{нс}$	$T_{f, \text{гран}}, \text{кэВ}$	$t, 100 \text{нс}$	$T_{f, \text{гран}}, \text{кэВ}$
0,0000	0,018	0,0650	0,070	0,138	0,110
0,0070	0,027	0,0719	0,080	0,143	0,107
0,0102	0,065	0,0789	0,075	0,149	0,118
0,0134	0,080	0,0902	0,071	0,160	0,158
0,0140	0,082	0,0950	0,083	0,166	0,162
0,0199	0,072	0,101	0,080	0,178	0,210
0,0370	0,073	0,115	0,077	0,186	0,258
0,0488	0,069	0,124	0,108	0,198	0,287
0,0564	0,076	0,130	0,117	0,203	0,296

$$A_\tau = \frac{\delta_\tau(t)}{\delta_\tau(t=0)}, \quad \delta_\tau(t) = \frac{\left| \max_\theta \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{l_{\varepsilon=5,5}(\rho, T_e)} - \min_\theta \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{l_{\varepsilon=5,5}(\rho, T_e)} \right|}{\max_\theta \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{l_{\varepsilon=5,5}(\rho, T_e)} + \min_\theta \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{l_{\varepsilon=5,5}(\rho, T_e)}}, \quad (3)$$

где $l_{\varepsilon=5,5}(\rho, T_e)$ — пробег излучения для квантов с энергией $\varepsilon = 5,5$ кэВ.

Результаты двумерных расчетов, проведенных для 60-й гармоники с учетом переноса излучения в различных приближениях, приведены на рис. 1, 2 и в табл. 3.

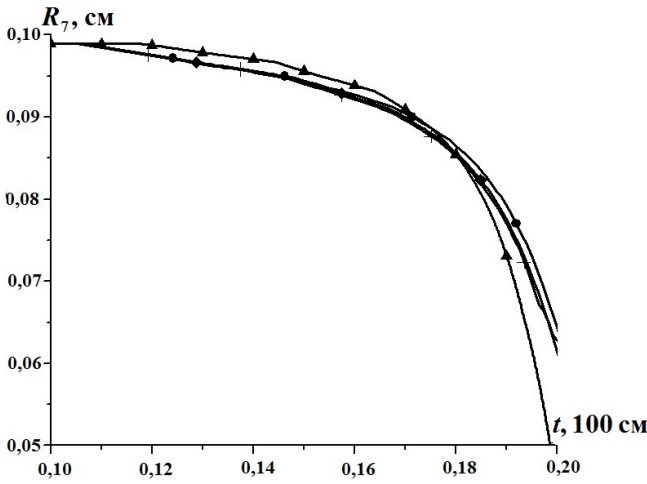


Рис. 1. Зависимости радиуса области 7 от времени, полученные в расчетах с учетом переноса излучения в различных приближениях: \bullet — многогрупповом кинетическом; \blacktriangle — ЛТП; $+-$ — многогрупповом P_1 -приближении; \blacklozenge — многогрупповом диффузионном

На рис. 1 показаны зависимости от времени радиуса $R_7(t)$ области 7, который приблизительно отвечает границе неиспаренной массы оболочки. На рис. 2 показаны зависимости от времени относительных амплитуд возмущений поверхностной массы $A_{\rho dR}$ и оптической толщины A_τ .

Как следует из проведенных расчетов, в частности рис. 1, 2, использование различных приближений при учете переноса излучения приводит к изменениям динамики ударных волн и волн разрежения при ускорении оболочки. В результате меняются скорости роста относительных амплитуд возмущений поверхностной массы $A_{\rho dR}$ и оптической толщины оболочки A_τ . Из рис. 2 видно, что результаты расчетов с моделированием переноса излучения в многогрупповых P_1 - и диффузионном приближениях близки между собой. Сильнее всех от других отличаются результаты расчета, выполненного в многогрупповом кинетическом приближении, в котором рост амплитуды возмущений оптической толщины начинается позже всех.

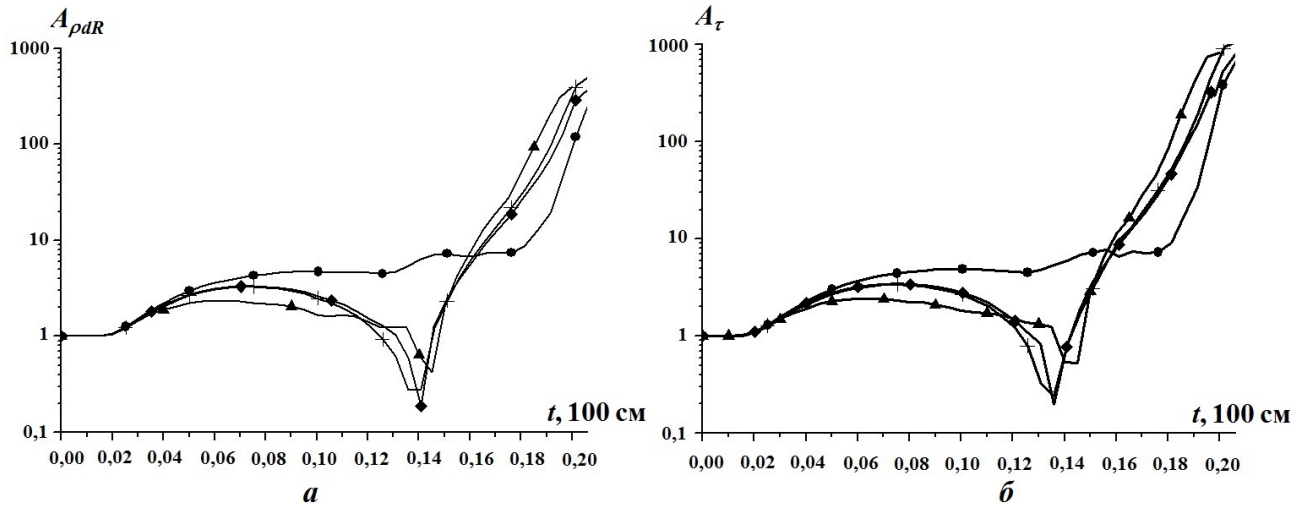


Рис. 2. Зависимости от времени относительных амплитуд возмущений поверхностной массы (а) и оптической толщины оболочки (б), полученные в расчетах для 60-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см при учете переноса излучения в различных приближениях: \bullet — многогрупповом кинетическом; \blacktriangle — ЛТП; $+-$ — многогрупповом P_1 -приближении; \blacklozenge — многогрупповом диффузионном

Отметим также, что во всех проведенных расчетах отличие скоростей роста относительных амплитуд возмущений A_τ и A_{pdR} начинает проявляться с момента $t \sim 16$ нс и достигает 2–3 раз к моменту окончания счета задач. Это является существенным при сравнении с экспериментальными данными, в которых A_{pdR} определяется только по росту A_τ .

Для сравнения с экспериментальными данными [15–17] в табл. 3 приведены значения амплитуд возмущений оптической толщины в вышеприведенных расчетах на моменты, когда оболочка занимает положение $R \sim 0,065$ см. Видно, что к этим моментам расчетные значения амплитуды возмущений оптической толщины достаточно близки к экспериментальным данным $A_{\tau, \text{эксп}} = 600 \div 1000$, зарегистрированным для 60-й гармоники. Однако следует отметить, что эта близость амплитуд, полученных при учете переноса излучения в различных приближениях, во многом обусловлена тем, что к указанным в табл. 3 моментам развитие возмущений замедляется и переходит в сильно нелинейную стадию.

В многогрупповом кинетическом приближении были проведены исследования влияния рентгеновского излучения М-полосы линий ионов на прогрев мишени жесткими квантами. Расчеты проведены для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см. На рис. 3–7 представлены результаты расчетов этих задач в многогрупповом кинетическом приближении без учета и с учетом М-переходов.

На рис. 3 показаны изменения относительной амплитуды возмущений оптической толщины в логарифмическом масштабе. Видно, что амплитуда сначала медленно растет, увеличиваясь примерно в 5–6 раз к моменту 5 нс, почти не меняется до момента 13 нс, а затем с момента 16 нс начинает резко возрастать. Такое поведение возмущений во времени определяется тем, что оболочка движется под воздействием ударных волн, обусловленных специально подобранной зависимостью температуры излучения хольраума от времени. Видно, что учет М-переходов излучения вследствие более быстрого прогрева оболочки приводит к замедлению роста возмущений A_τ . Тем не менее к моменту $t = 20$ нс величина A_τ достигает значений ~ 600 , что близко к экспериментальным данным, полученным на этот момент времени для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \times 10^{-5}$ см [17, 18].

На рис. 4, 5 представлены фрагменты ($0,05 \text{ см} < r < 0,075 \text{ см}$) профилей температур вещества и фотонов, плотности и давления вещества вдоль одного канала сетки на момент $t = 20$ нс, когда схождение оболочки составляет около двух раз по верхней границе газа. Видно, что прогрев кван-

Таблица 3

Относительные амплитуды возмущений оптической толщины на моменты t_i , отвечающие радиусу неиспаренной части оболочки $R \sim 0,065$ см, в расчетах, проведенных в различных приближениях по переносу излучения для 60-й гармоники возмущения внешней границы мишени с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см

Приближение	Число групп	$t_i, 100 \text{ нс}$	A_τ
ЛТП		0,200	825
P_1	1	0,194	780
Кинетическое	1	0,201	672
P_1	40	0,201	908
Диффузионное	40	0,206	830
Кинетическое	40	0,206	692
Эксперимент [15–17]		$\sim 0,2$	600–1000

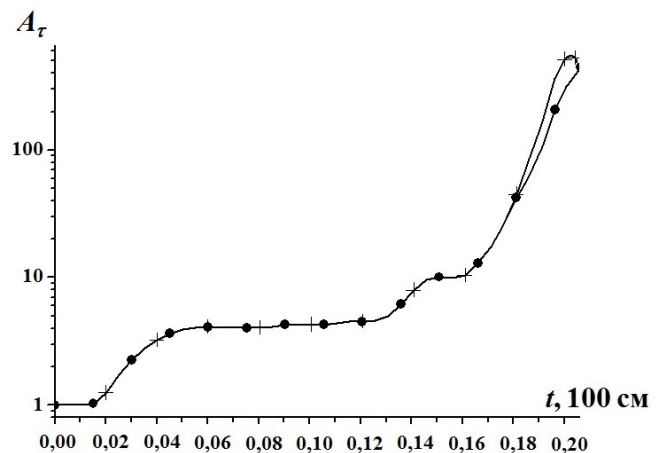


Рис. 3. Зависимость относительной амплитуды возмущений оптической толщины A_τ от времени в задачах для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см: —+— без учета М-полосы излучения; —●— с учетом М-полосы

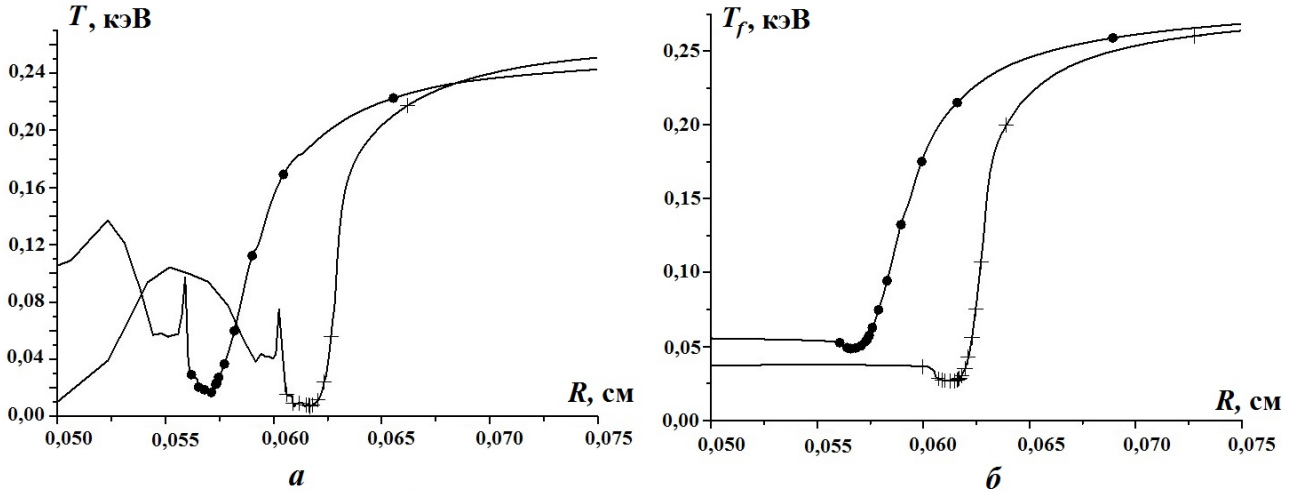


Рис. 4. Профили температуры вещества (а) и фотонов (б) на момент $t = 20$ нс в задачах для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см: —+— без учета М-полосы излучения; —•— с учетом М-полосы

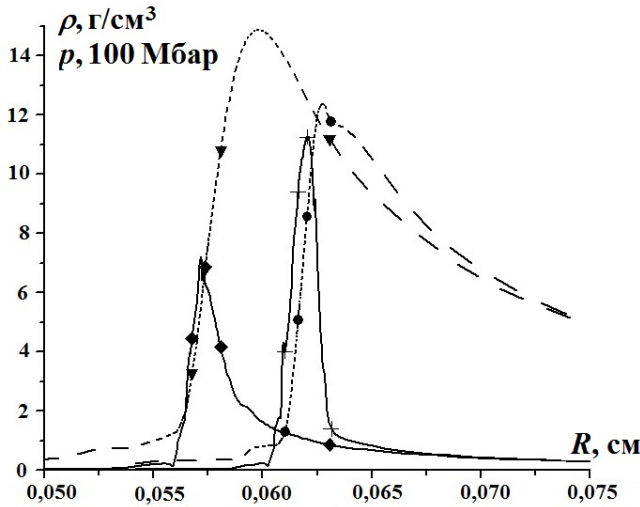


Рис. 5. Профили плотности и давления на момент $t = 20$ нс в задачах для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см: —•— — давление без учета М-полосы; —▲— — давление с учетом М-полосы; —+— — плотность без учета М-полосы; —◆— — плотность с учетом М-полосы

Отметим, что расчет с учетом М-полосы излучения был выполнен при параметре $M = 0,09$ в формуле (1), т. е. в предположении, что в М-полосе было около 9 % от полной энергии рентгеновского излучения, падающего на мишень. Согласно работам [23, 24] эта доля могла достигать 18 % в экспериментах на установке NIF при температурах излучения хольраума ~ 300 эВ. Таким образом, влияние М-полосы излучения в обсуждаемых экспериментах [15–18] могло быть сильнее, чем в проведенных расчетах.

тами М-переходов увеличивает минимальные температуры вещества почти в 2 раза (от $\sim 0,01$ до $0,02$ кэВ), что приводит к уменьшению примерно в 1,5 раза как максимальной плотности оболочки (от ~ 11 до 7 г/см³), так и аспектного отношения оболочки в движении $A_{\text{пол}} \approx R_{\rho} / \Delta_{1/2}$ (примерно от 56 до 37), где R_{ρ} — положение точки с максимальной плотностью, $\Delta_{1/2}$ — ширина пика плотности по уровню 1/2 от максимального значения.

Из рис. 3–5 видно, что учет М-переходов излучения вследствие более сильного прогрева оболочки влияет на амплитуды температур, плотности, давления и скорость движения оболочки к центру системы.

На рис. 6, 7 показаны пространственные распределения плотности и температуры фотонов, полученные на момент $t = 20$ нс для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см, рассчитанные с учетом М-полосы излучения и без него. Видно, что учет М-переходов приводит к размытию области возмущения оболочки мишени за счет более сильного ее прогрева жесткими квантами. Амплитуды возмущений в расчете с учетом М-переходов уменьшаются.

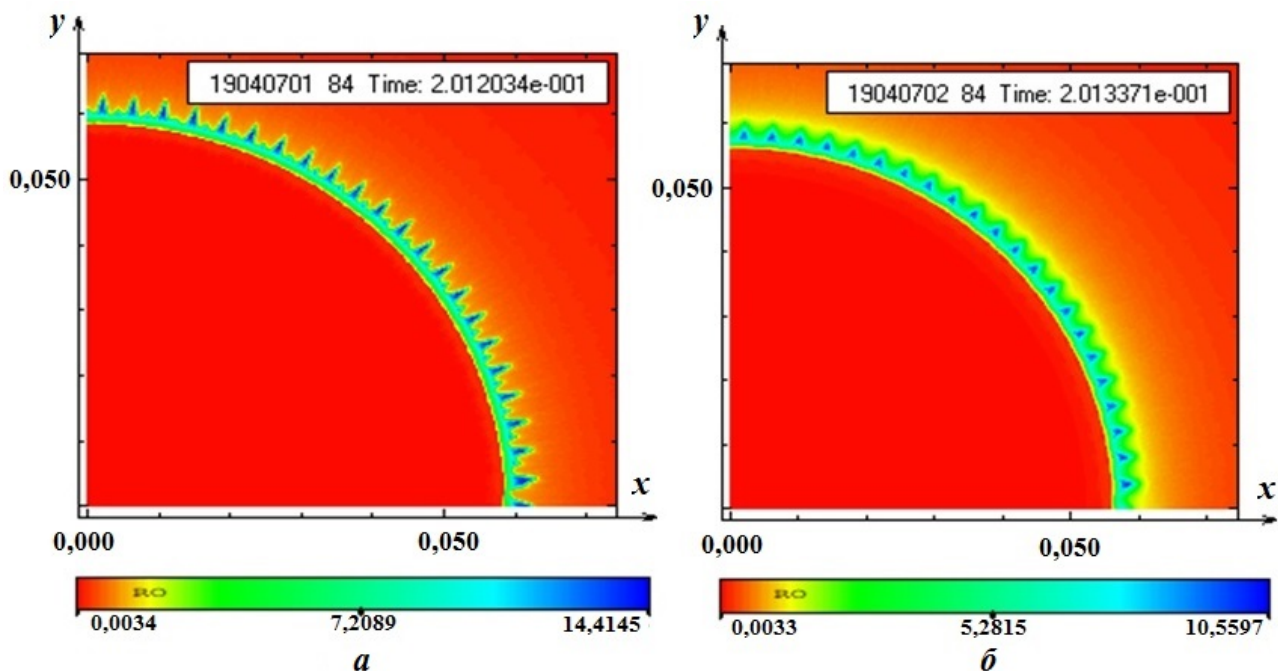


Рис. 6. Распределения плотности без М-переходов (а) и с М-переходами (б)

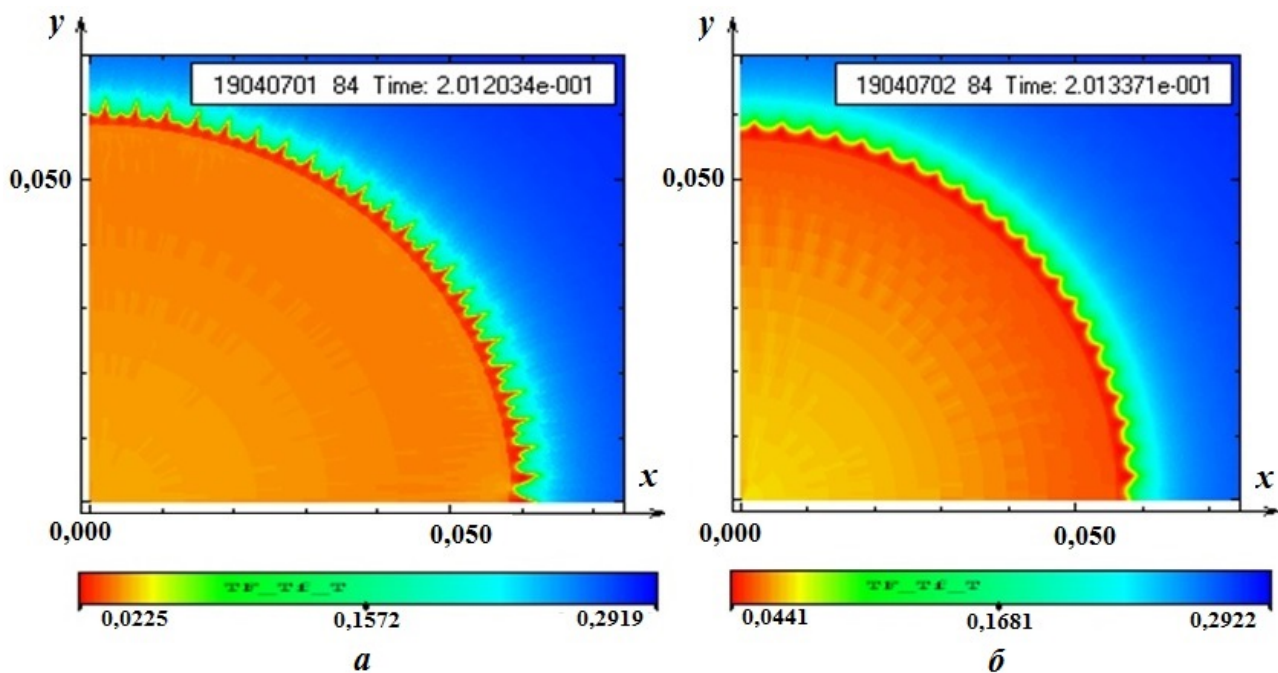


Рис. 7. Распределения температуры на момент $t = 20$ нс в расчетах без учета М-полосы излучения (а) и с ее учетом (б), проведенных для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см

Заключение

Для условий опубликованных экспериментов с мишенями непрямого облучения, проведенных на лазерной установке NIF, выполнены расчеты развития 60-й и 90-й гармоник возмущений по двумерной программе радиационной газовой динамики с учетом переноса излучения в различных приближениях: ЛТП, многогрупповых диффузионном, P_1 и кинетическом. Показано, что динамика движения оболочки и рост возмущений оптической толщины мишени A_T при энергии квантов про-

свечивающего излучения $\varepsilon \approx 5,4$ кэВ существенно зависят от используемой модели переноса излучения.

К моментам, когда схождение оболочки по радиусу составляло около двух раз, для 60-й гармоники возмущений с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см получены расчетные значения амплитуды возмущений оптической толщины $A_\tau \approx 700 \div 900$, которые близки к опубликованным экспериментальным данным.

Выполнены двумерные расчеты развития 90-й гармоники возмущений оболочечной мишени с учетом М-полосы излучения хольраума в предположении, что в ней содержалось 9% от полной энергии рентгеновского излучения, падающего на мишень. Из расчетов следует, что при таких условиях прогрев оболочки квантами М-полосы увеличивает минимальную температуру плотной части оболочки в процессе ее разгона примерно в 2 раза, что приводит к уменьшению максимальной плотности оболочки приблизительно от 11–12 до 7–8 г/см³. При этом уменьшаются градиенты плотности и давлений, а также аспектное отношение оболочки при движении с $A_{\text{пол}} \approx 56$ до $A_{\text{пол}} \approx 37$, что обуславливает более слабый рост возмущений. Уменьшение роста относительных амплитуд возмущений поверхностной массы и оптической толщины мишени за счет прогрева излучением М-переходов составило около двух раз в условиях перехода в сильно нелинейную стадию развития возмущений на момент окончания счета $t = 20$ нс. Тем не менее к этому моменту достигаются значения $A_\tau \approx 600$, что близко к экспериментальным данным, полученным на установке NIF на этот момент для 90-й гармоники с начальной амплитудой $\delta_0 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см [17, 18].

Список литературы

1. Lindl J., Landen O., Edwards J., Moses E., Team N. Review of the National Ignition Campaign 2009–2012 // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21. P. 020501.
2. Гаранин С. Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии // *УФН*. 2011. Т. 181. С. 434.
Garanin S. G. Moshchnye lazery I ikh primenenie v issledovaniyakh fiziki vysokikh plotnostey energii // *UFN*. 2011. Т. 181. S. 434.
3. Гаджиев А. Д., Шестаков А. А. Метод "Ромб" для решения многогруппового уравнения переноса излучения в P_1 -приближении // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*. 1989. Вып. 3. С. 66–70.
Gadzhiev A. D., Shestakov A. A. Metod "Romb" dlya resheniya mnogogruppovogo uravneniya perenosa izlucheniya v P_1 -priblizhenii // *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Matematicheskoe modelirovanie fizicheskikh protsesov*. 1989. Vyp. 3. S. 66–70.
4. Софронов И. Д., Бельков С. А., Винокуров О. А., Мхитарьян Л. С., Рябикина Н. А. Методика расчета спектрального переноса излучения в двумерном комплексе МИМОЗА-НД // *Там же*. 2000. Вып. 1. С. 8–15.
Sofronov I. D., Belkov S. A., Vinokurov O. A., Mkhitaryan L. S., Ryabikina N. A. Metodika raschyeta spektralnogo perenosa izlucheniya v dvumernom komplekse MIMOZA-ND // *Tam zhe*. 2000. Vyp. 1. S. 8–15.
5. Бабанов А. В., Бельков С. А., Бондаренко С. В., Ватулин В. В., Винокуров О. А., Гречишкина И. Н., Змушко В. В., Измайлова Т. Б., Митрофанов Е. И., Рябикина Н. А., Шамраев Б. Н. Методика МИМОЗА-НДЗД. Расчет трехмерных задач спектрального переноса излучения // *Там же*. 2012. Вып. 2. С. 64–72.
Babanov A. V., Belkov S. A., Bondarenko S. V., Vatulin V. V., Vinokurov O. A., Grechishkina I. N., Zmushko V. V., Izmaylova T. B., Mitrofanov E. I., Ryabikina N. A., Shamraev B. N. Metodika MEMOZA-ND3D. Raschet tryekhmernykh zadach spektralnogo perenosa izlucheniya // *Tam zhe*. 2012. Vyp. 2. S. 64–72.
6. Ratzell A. C., Howell J. R. Two dimensional radiation in absorbing-emitting media using the P_n approximation // *J. Heat Transfer*. 1983. Vol. 105. P. 333.

7. *Larsen E., Thommes G., Klar A., Seaid M., Gotz T.* Simplified P_n approximations to the equations of radiative heat transfer and applications // J. Comp. Phys. 2002. Vol. 183. P. 652–675.
8. *Larsen E. W., Morel J. E., McGhee J. M.* Asymptotic derivation of the multigroup P_1 and simplified P_n equations with anisotropic scattering // Nucl. Sci. Eng. 1996. Vol. 123. P. 328–342.
9. *Olson G. L., Auer L. H., Hall M. L.* Diffusion P_1 and other approximate forms of radiation transport // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2000. Vol. 64. P. 619–634.
10. *McClarren R., Holloway J., Brunner T.* On solution to the P_n equations for thermal radiative transfer // J. Comp. Phys. 2008. Vol. 227. P. 2864–2885.
11. *Marinak M. M., Kerbel G. D., Gentile N. A., Jones O., Munro D., Pollaine S., Dittrich T. R., Haan S. W.* Three-dimensional HYDRA simulations of national ignition facility targets // J. Phys. Plasmas. 2001. Vol. 8(5). P. 2275–2280.
12. *Brantley P. S., Larsen E. W.* The simplified P_3 approximation // Nucl. Sci. Eng. 2000. Vol. 134. P. 1–21.
13. *Brunner T. A.* Forms of approximate radiation transport. Sandia report SAND 2002-1778.
14. *Lathrop K. D.* Ray effects in discrete ordinates equations // Nucl. Sci. Eng. 1968. Vol. 32. P. 357–369.
15. *Smalyuk V. A., Casey D. T., Clark D. S., Edwards M. J., Haan S. W., Hamza A., Hoover D. E., Hsing W. W., Hurricane O. A., Kilkenny J. D., Kroll J. J., Landen O. L., Moore A. S., Nikroo A., Peterson J. L., Raman K. S., Remington B. A., Robey H. F., Weber S. V., Widmann K.* First measurements of hydrodynamic instability growth in indirectly driven implosions at ignition-relevant conditions on the National Ignition Facility // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 185003.
16. *Casey D. T., Smalyuk V. A., Raman K. S., Peterson J. L., Hopkins L. B., Callahan D. A., Clark D. S., Dewald E. L., Dittrich T. R., Haan S. W., Hinkel D. E., Hoover D. E., Hurricane O. A., Kroll J. J., Landen O. L., Moore A. S., Nikroo A., Park H.-S., Remington B. A., Robey H. F., Rygg J. R., Salmonson J. D., Tommasini R., Widmann K.* Reduced instability growth with high-adiabat high-foot implosions at the National Ignition Facility // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90. P. 011102(R).
17. *Raman K. S., Smalyuk V. A., Casey D. T., Haan S. W., Hoover D. E., Hurricane O. A., Kroll J. J., Nikroo A., Peterson J. L., Remington B. A., Robey H. F., Clark D. S., Hammel B. A., Landen O. L., Marinak M. M., Munro D. H., Peterson K. J., Salmonson J. D.* An in-flight radiography platform to measure hydrodynamic instability growth in inertial confinement fusion capsules at the National Ignition Facility // Phys. Plasmas. 2014. Vol. 21. P. 072710.
18. *Peterson J. L., Casey D. T., Hurricane O. A., Raman K. S., Robey H. F., Smalyuk V. A.* Validating hydrodynamic growth in National Ignition Facility implosions // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 052707.
19. *Бисярин А. Ю., Грибов В. М., Зубов А. Д., Неуважяев В. Е., Первиненко Н. В., Фролов В. Д.* Комплекс ТИГР для расчета двумерных задач математической физики // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методы и программы численного решения задач математической физики. 1984. Вып. 3(17). P. 34–41.
Bisjarin A. Yu., Gribov V. M., Zubov A. D., Neuvazhaev V. E., Pervinenko N. V., Frolov V. D. Kompleks TIGR dlya raschyeta dvumernykh zadach matematicheskoy fiziki // Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Metody i programmy chislennoy resheniya zadach matematicheskoy fiziki. 1984. Vyp. 3(17). S. 34–41.
20. *Гаджиев А. Д., Селезнёв В. Н., Шестаков А. А.* DS_n -метод с искусственной диссипацией и ВДМ-метод ускорения итераций для численного решения двумерного уравнения переноса теплового излучения в кинетической модели // Там же. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2003. Вып. 4. С. 33–46.
Gadzhiev A. D., Seleznyev V. N., Shestakov A. A. DS_n -metod s iskusstvennoy dissipatsiyey i VDM-metod uskoreniya iteratsiy dlya chislennoy resheniya dvumernogo uravneniya perenosa teploвого

- izlucheniya v kineticheskoy modeli // Tam zhe. Ser. Matematicheskoe modelirovanie fizicheskikh protsesov. 2003. Vyp. 4. S. 33–46.
21. *Ovechkin A. A., Loboda P. A., Novikov V. G., Grushin A. S., Solomyannaya A. D.* RESEOS — a model of thermodynamic and optical properties of hot and warm dense matter // High Eng. Dens. Phys. 2014. Vol. 13. P. 20–33.
 22. *Clark D. S., Haan S. W., Cook A. W., Edwards M. J., Hammel B. A., Koning J. M., Marinak M. M.* Short-wavelength and three-dimensional instability evolution in National Ignition Facility ignition capsule designs // Physics of Plasmas. 2011. Vol. 18. P. 082701.
 23. *Town R. P. J., Rosen M. D., Michel P. A., Divol L., Moody J. D., Kyrala G. A., Schneider M. B., Kline J. L., Thomas C. A., Milovich J. L., Callahan D. A., Meezan N. B., Hinkel D. E., Williams E. A., Berger R. L., Edwards M. J., Suter L. J., Haan S. W., Lind J. D., Dewald E. L., Dixit S., Glenzer S. H., Landen O. L., Moses E. I., Scott H. A., Harte J. A., Zimmerman G. B.* Analysis of the National Ignition Facility ignition hohlraum energetics experiments // Phys. of Plasmas. 2011. Vol. 18. P. 056302.
 24. *Robey H. F., Perry T. S., Park H.-S., Amendt P., Sorce C. M., Compton S. M., Campbell K. M., Knauer J. P.* Experimental measurement of Au M-band flux in indirectly driven double-shell implosions // Ibid. 2005. Vol. 12. P. 072701.

Статья поступила в редакцию 18.05.20.

THE IMPACT OF THE SPECTRAL RADIATION TRANSPORT EFFECTS IN DIFFERENT APPROXIMATIONS ON THE DEVELOPMENT OF SHORT-WAVELENGTH PERTURBATIONS IN THE INERTIAL CONFINEMENT FUSION TARGETS / V. A. Lykov, E. L. Lyagina, A. A. Shestakov* (FSUE "Acad. E. I. Zababakhin RFNC-VNIITF", Snezhinsk, Chelyabinsk region)

Using a 2D radiation hydrodynamics code, the spectral radiation transport effects in different approximations on the development of short-wavelength perturbations in shell indirect-drive targets are investigated for megajoule laser facilities. It is shown that the shell motion dynamics and perturbation growth rate significantly depend on the radiation transport model. Results of 2D simulations of growing perturbations with the spherical harmonic numbers 60 and 90 in multigroup radiation transport approximations are in a good agreement with data obtained in NIF experiments with shell targets.

Keywords: X-rays transport, the inertial confinement fusion problem.

*Shestakov Aleksandr Aleksandrovich, leading scientist,
e-mail: a.a.shestakov2012@yandex.ru
