

УДК 519.6

РЕЗУЛЬТАТЫ ТРЕХМЕРНЫХ РАСЧЕТОВ КОНВЕРСИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКОЕ В СФЕРИЧЕСКОМ БОКСЕ ДЛЯ УСЛОВИЙ МЕГАДЖОУЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКИ

С. В. Бондаренко, Е. И. Митрофанов, Л. Ф. Потапкина, О. О. Шаров
(ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ", г. Саров Нижегородской области)

Приведены результаты одномерного (по методике СНДП) и трехмерного (по методике МИМОЗА-НДЗД) моделирования конверсии лазерного излучения в рентгеновское, предназначенное для сжатия капсул с пластиковым (СН) аблятором и аблятором из высокоплотного углерода (НДС — high-density carbon).

Система лазерного облучения сферического бокса-конвертора обладает полной системой симметрий куба (имеет 6 отверстий для ввода излучения в бокс). Исходя из этого, а также из предполагаемой симметрии самой мишени, предложено проводить *трехмерные расчеты* для 1/48 части мишени, что требует существенно меньших затрат вычислительных ресурсов.

Как показали проведенные трехмерные расчеты, значительная часть лазерного излучения поглощается во внутреннем объеме бокса вблизи отверстий ввода, в плазме, "испаренной" излучением со стенок бокса.

Ключевые слова: непрямоe облучение мишени, сферический бокс-конвертор, лазерное излучение, рентгеновское излучение, пластиковый (СН) аблятор, НДС-аблятор.

Введение

Одним из ведущих направлений исследований по термоядерному синтезу является инерциальный синтез [1, 2]. Данный подход базируется на использовании инерции слоя термоядерного топлива, предварительно сжатого и ускоренного до высоких скоростей в результате абляционного ускорения оболочечной мишени интенсивным излучением. В США была построена мегаджоульная лазерная установка NIF (National Ignition Facility) для проведения экспериментов по непрямому (рентгеновскому) зажиганию [3] криогенной термоядерной мишени, использующей лазерное излучение неодимового лазера, преобразованное в третью гармонику (длина волны $\lambda = 0,35$ мкм). Реализация проекта NIF, как известно, не привела к лабораторному осуществлению термоядерного зажигания [4].

В России предложен проект мегаджоульной лазерной установки [5], оперирующей на второй гармонике неодимового лазера (длина волны $\lambda = 0,53$ мкм). В ряде работ [6–8] проведено

расчетно-теоретическое исследование сжатия и горения предложенной конструкции криогенной мишени для случая прямого (лазерного) облучения. Разработанные в РФЯЦ-ВНИИЭФ методики позволяют проводить детальное математическое моделирование работы термоядерных мишеней инерциального синтеза.

Для расчетов в трехмерной постановке (3D-расчетов) использовались результаты одномерных расчетных методик. Созданные в математическом отделении РФЯЦ-ВНИИЭФ за длительный период времени, они предназначены для решения задач по оптимизации конструкции криогенных мишеней непрямого облучения для получения зажигания, по подбору рентгеновского импульса, сжимающего мишень, для определения формы временной зависимости лазерного импульса, динамики поглощения лазерного излучения и характеристики неоднородной генерации рентгеновского излучения на стенках бокса.

Численный анализ результатов расчетов по одномерным методикам (1D-расчетов) является

составной частью работ при выборе постановки экспериментов и служит для прогноза результатов при оптимизации рабочих параметров термоядерных мишеней.

По одномерной методике СНДП [9] были проведены расчеты сжатия рентгеновским импульсом криогенных термоядерных капсул; расчеты по подбору формы временной зависимости его температуры, необходимой для достижения условий зажигания мишени.

Однако для более полного и точного описания процессов, происходящих в боксе-конверторе, необходимо проведение 3D-расчетов. Например, в 1D-расчетах учитываются потери лазерного излучения через отверстия ввода после его отражений от внутренней поверхности рентгеновского бокса. Но в 1D-расчете невозможно описать процесс затекания в отверстия и внутренних объем бокса плазмы, испаряемой с его стенок, что может привести к частичному вводу лазерного излучения и, следовательно, потерям энергии и снижению эффективной температуры рентгеновского излучения.

В данной работе приведены результаты 3D-расчетов конверсии лазерного излучения в рентгеновское по методике МИМОЗА-НДЗД [10]. В качестве бокса-конвертора рассматривается сфера диаметром 9 мм с золотой оболочкой, имеющей шесть отверстий, предназначенных для ввода лазерного излучения.

1. 1D-расчеты для капсулы с СН-аблятором

В значительной части экспериментов по зажиганию, проведенных на установке NIF, использовалась сферическая капсула с пластиковой (СН) оболочкой (аблятором) с добавками германия, на внутренней поверхности которой заморожен слой ДТ-льда. Капсула находилась в центре бокса-конвертора. В бокс вводилось лазерное излучение, преобразуемое в рентгеновское, под действием которого происходило сжатие капсулы. Одна из конструкций подобной капсулы описана в работе [11] и приведена на рис. 1.

По одномерной методике СНДП был проведен расчет в сферической геометрии. Капсула облучалась рентгеновским импульсом. Временная зависимость температуры этого импульса приведена на рис. 2. Эта зависимость, как и конструкция мишени, взята из работы [11].

В расчете учитывались следующие физические процессы: газодинамическое течение вещества в двухтемпературном приближении, электронная и ионная теплопроводности с электрон-ионной релаксацией, перенос рентгеновского излучения в приближении спектральной многогрупповой диффузии. Кинетика ионизации плазмы, спектральные пробеги и излучательные характеристики плазмы рассчитывались в приближении среднего иона [12]. Уравнение состоя-

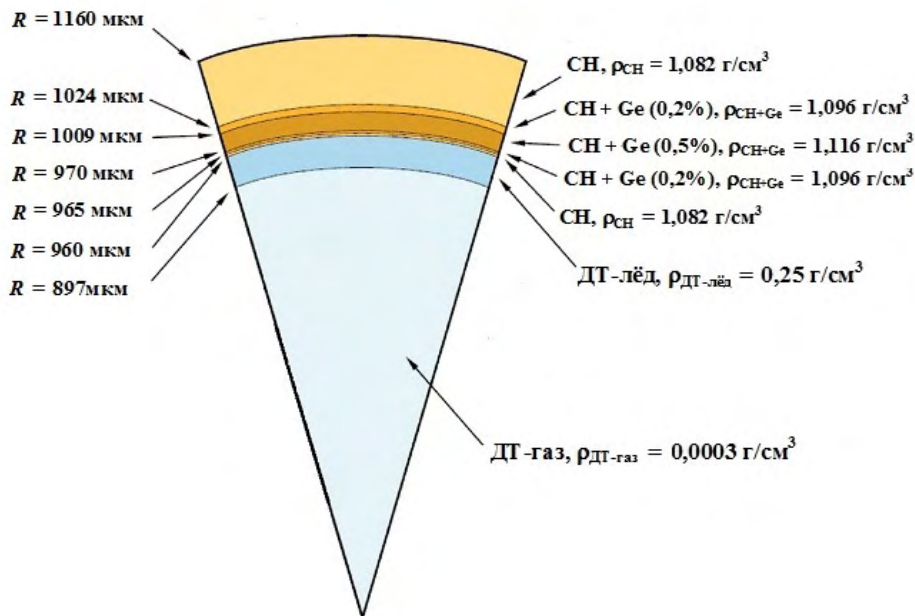


Рис. 1. Конструкция капсулы с СН-аблятором

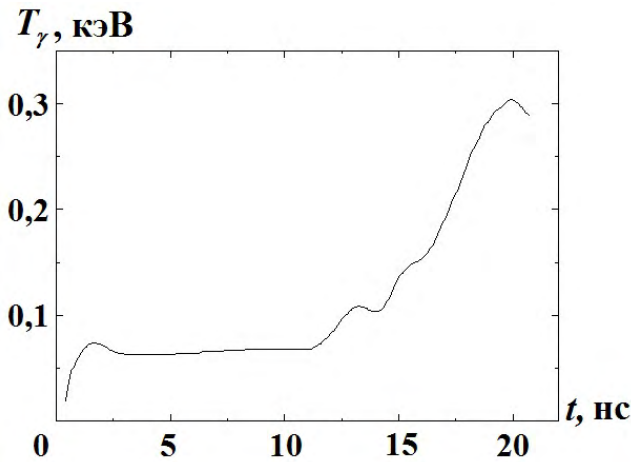


Рис. 2. Временная зависимость температуры рентгеновского импульса, под действием которого происходит зажигание мишени с СН-аблятором

ния аблятора и ДТ-льда вычислялось по модели среднего иона с учетом холодного давления [13], в качестве уравнения состояния ДТ-газа взято уравнение состояния идеального газа с учетом потерь на ионизацию. В расчете учитывалось энерговыделение от термоядерных реакций. Перенос α -частиц, рожденных в этих реакциях, рассчитывался в диффузионном приближении [14].

Температура мишени в начальный момент времени составляла 18,6 К.

При такой постановке расчета в результате сжатия капсулы рентгеновским импульсом произошло зажигание. Полное энерговыделение (энергия α -частиц и нейтронов) от термоядерных реакций составило 22,2 МДж.

На следующем этапе одномерного моделирования была проведена серия расчетов по методике СНДП, в которых варьировалась временная зависимость мощности лазерного импульса с длиной волны 0,53 мкм, вводимого внутрь бокс-конвертора. Бокс-конвертор представлял собой сферу диаметром 9 мм с золотой оболочкой толщиной 20 мкм. Внутри оболочки был вакуум.

В этой серии расчетов учитывались те же самые процессы, что и в вышеописанном расчете, за исключением энерговыделения от термоядерных реакций и переноса α -частиц. Дополнительно учитывалось поглощение лазерного излучения за счет обратнотормозного механизма в докритической области.

В результате этой серии расчетов была подобрана временная зависимость мощности лазер-

ного излучения (рис. 3), которое создает в бокс-конверторе рентгеновский импульс с временной зависимостью температуры, по форме близкой к приведенной на рис. 2. Максимальная мощность лазерного импульса не превышает 430 ТВт, а его полная энергия составляет $\sim 1,4$ МДж.

На рис. 3 также показана временная зависимость температуры рентгеновского излучения в центре бокса, в который был введен указанный лазерный импульс. Видно, что максимальная температура рентгеновского излучения составляет 326 эВ, что несколько выше, чем в импульсе из работы [1] (см. рис. 2). Приведенный результат 3D-расчета будет описан в следующем разделе.

При одномерном моделировании по методике СНДП облучение капсулы с СН-аблятором рентгеновским импульсом, температурная зависимость которого показана на рис. 3, приводит к зажиганию мишени, энерговыделение составляет 19,8 МДж.

2. 3D-расчет конверсии лазерного излучения в рентгеновское для капсулы с СН-аблятором

Проект мегаджоульной лазерной установки предусматривает схему облучения мишени, в совокупности обладающую симметриями куба [6].

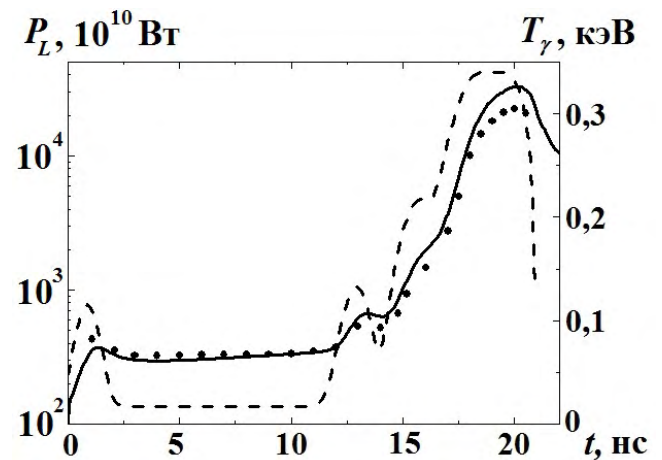


Рис. 3. Временные зависимости мощности P_L лазерного излучения, вводимого внутрь бокса-конвертора, и эффективной температуры T_γ рентгеновского излучения, предназначенного для сжатия капсулы с СН-аблятором: --- $P_L(t)$; — $T_\gamma(t)$, 1D-расчет по СНДП; ... — $T_\gamma(t)$, 3D-расчет по МИМОЗАНДЗД

Геометрия ввода кластеров* внутрь бокса схематично представлена на рис. 4.

Рассматривается случай, когда отсутствует энергетический дисбаланс в лазерных пучках, временная зависимость мощности лазерного излучения во всех пучках одинакова, а бокс-конвертор имеет идеальную сферическую оболочку с шестью одинаковыми круглыми отверстиями, центры которых совпадают с центрами граней воображаемого куба, в который вписана сфера. При таких условиях задача обладает симметрией куба-октаэдра. В этом случае размеры счетной области могут быть значительно уменьшены — в 48 раз, а следовательно, время счета задачи существенно сокращается.

Например, такая область может быть получена путем рассечения шара радиусом R тремя плоскостями: $z = 0$, $x = y$, $z = y$ (в качестве полярной оси выбрана ось X). В сферической системе координат неравенства, определяющие границы такой уменьшенной счетной области, имеют вид

$$\begin{aligned} 0 \leq \varphi \leq \frac{\pi}{4}; \\ 0 \leq \theta \leq \arccos \left(\frac{1}{\sqrt{2 + (\operatorname{tg} \varphi)^2}} \right); \\ 0 \leq r \leq R, \end{aligned} \quad (1)$$

где θ — полярный угол, отсчитываемый от оси X ; φ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси Z .

По методике МИМОЗА-НДЗД был проведен 3D-расчет конверсии лазерного излучения в рентгеновское. Золотая оболочка бокс-конвертора плотностью $19,3 \text{ г/см}^3$ имела толщину 20 мкм , наружный диаметр 9 мм и содержала шесть отверстий диаметром $1,28 \text{ мм}$, предназначенных для ввода лазерного излучения. Внутри и снаружи оболочки находился газ — атомарный водород с начальной плотностью 10^{-4} г/см^3 . При этом счетная область была ограничена в соответствии с неравенствами (1), а ось отверстия для ввода лазерного излучения совпадала с полярной осью X .

В 3D-расчете учитывались те же самые физические процессы, что и в 1D-расчетах.

Лазерное излучение задавалось в центре отверстия 384 лучами, объединенными в 48 пучков по 8 лучей, каждому из которых присваивалась соответствующая доля энергии пучка. Угол между направлением ввода лазерного излучения и осью отверстия был равен 30° .

На рис. 5, *a–в* приведены начальная расстановка узлов расчетной сетки по полярному углу θ , расположение лазерных источников и сетка в трехмерной задаче без внешнего слоя газа на начальный момент времени.

На внешней границе счетной области задавались граничные условия в виде свободной границы как по спектральной диффузии, так и по газовой динамике. По электронной и ионной теплопроводности в качестве граничного условия использовалось условие равенства нулю потока тепла.

На плоскостях $z = 0$, $x = y$, $z = y$ в качестве граничного условия по теплопроводности задавалось условие равенства нулю потока тепла, по газовой динамике — условие равенства нулю скорости.

Лазерный луч, распространявшийся внутри бокса, при попадании на плоскости $z = 0$, $x = y$, $z = y$ испытывал зеркальное отражение.

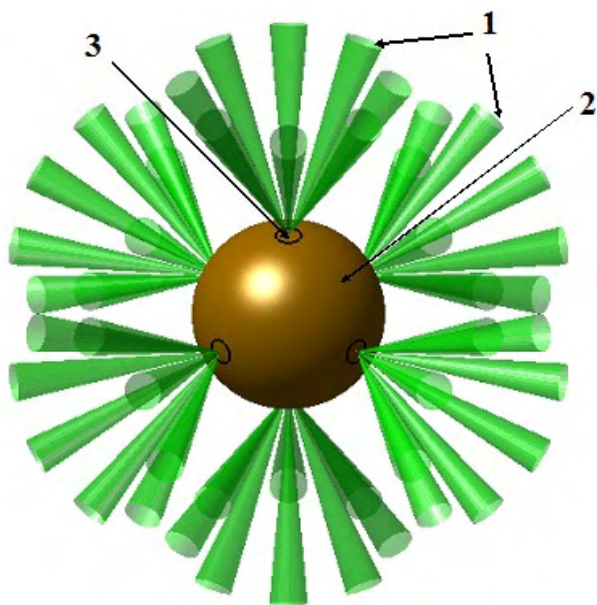


Рис. 4. Схема ввода лазерных источников внутрь сферического бокс-конвертора: 1 — кластеры лазерных пучков; 2 — сферический бокс; 3 — отверстие для ввода лазерного излучения

*Кластер — это четыре лазерных пучка, распространяющихся в одном направлении.

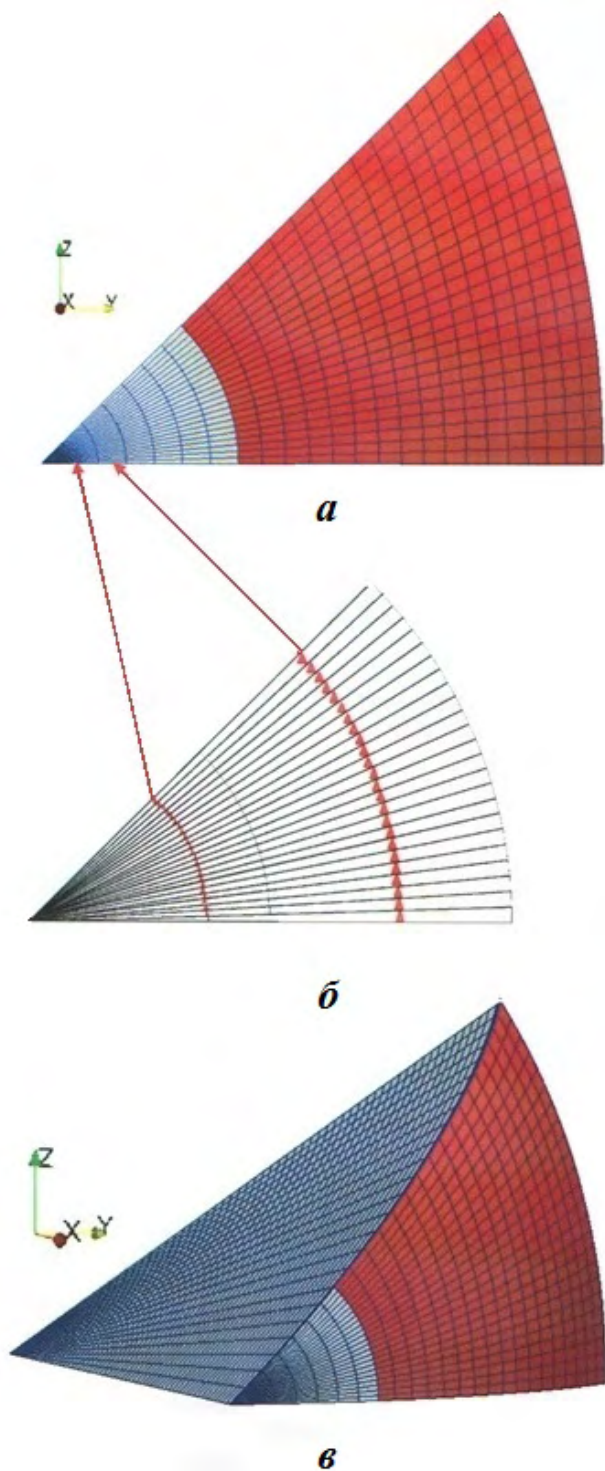


Рис. 5. Начальная расстановка узлов сетки по полярному углу θ (а); расположение лазерных источников (б) и расчетная сетка системы без внешнего слоя газа (в): серый цвет — водород; красный цвет — золото

Временная зависимость мощности лазерного импульса с длиной волны $\lambda_L = 0,53$ мкм, введенного внутрь бокса, имела вид $\frac{1}{48}P_L(t)$, где $P_L(t)$ приведена на рис. 3, т. е. в расчете внутрь $1/48$ части сферического бокса вводился один кластер.

Коэффициент ограничения потока электронной теплопроводности был равен $f_{lim}^e = 0,15$.

Временная зависимость температуры рентгеновского излучения в центре бокса, полученная в 3D-расчете, приведена на рис. 3. Максимальное значение этой температуры составляет 305 эВ.

На рис. 6, а–в приведены распределения электронной температуры в одном из сечений ($\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$) на три характерных момента времени: $t = 1,1$ нс, $t = 13$ нс и $t = 18$ нс. Это сечение ближе всех расположено к плоскости, в которой распространяется лазерное излучение.

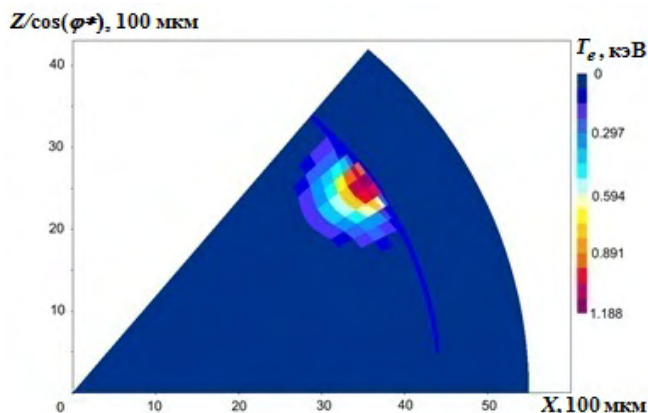
На рис. 7, а–в приведены распределения объемной концентрации золота в том же сечении на те же моменты времени. Зеленая линия обозначает направление ввода лазерного излучения.

Как видно из рис. 7, б, к моменту времени $t = 13$ нс золотая плазма, прилетевшая со стенок бокса, оказывается на пути лазерного излучения, которое в основном поглощается плазмой вблизи отверстия, вызывая ее сильный нагрев, что видно из распределения температуры электронов на рис. 6, б, в. При этом практически вся (более 99%) энергия лазерного излучения вводится внутрь бокса.

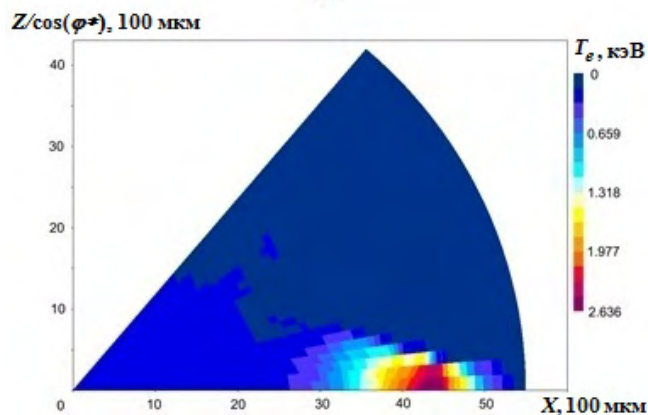
Следует отметить, что плотность плазмы, которая оказывается на пути лазерного излучения, ниже критической. Это видно из рис. 8, на котором приведено распределение в момент времени $t = 13$ нс отношения плотности вещества к критической плотности для излучения с длиной волны 0,53 мкм.

На рис. 9 приведено ослабление $F(s)$ потока лазерного излучения вдоль оси лазерного пучка в момент времени $t = 13$ нс: $F(s) = \exp\left(-\int_0^s \kappa_{abs}^L(s') ds'\right)$, где s' — расстояние от точки на оси пучка до точки А, изображенной на рис. 8, которая является точкой пересечения оси пучка и оси отверстия; $\kappa_{abs}^L(s')$ — коэффициент поглощения лазерного излучения.

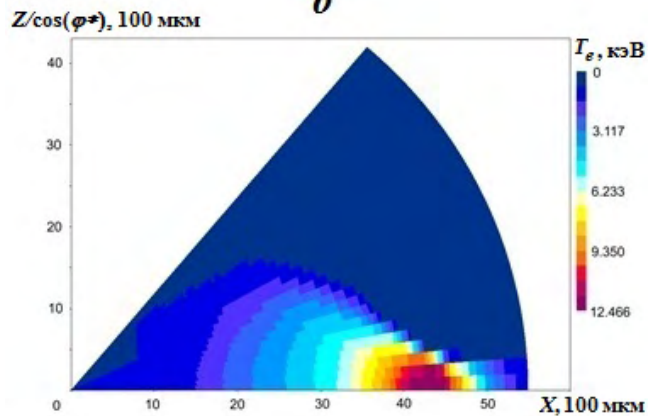
Как видно из рис. 9, на расстоянии $\approx 1,28$ мм от точки А поток лазерного излучения уменьша-



a



б

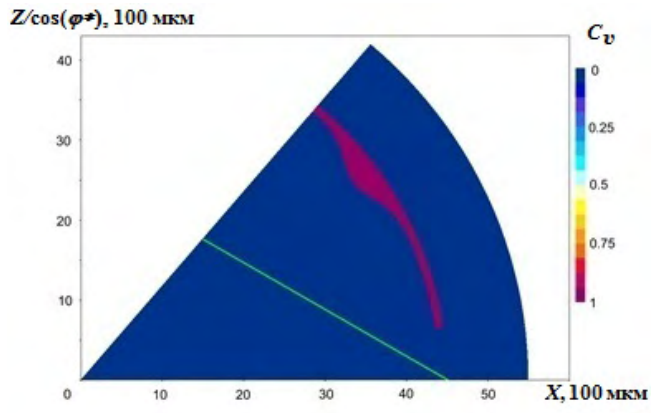


в

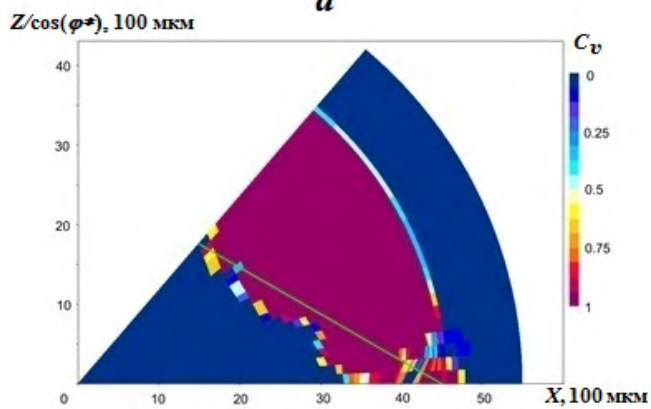
Рис. 6. Пространственные распределения электронной температуры T_e в сечении $\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$: *a* – $t = 1,1$ нс; *б* – $t = 13$ нс; *в* – $t = 18$ нс

ется в 10 раз, т. е. поглощение лазерного излучения происходит вблизи отверстия.

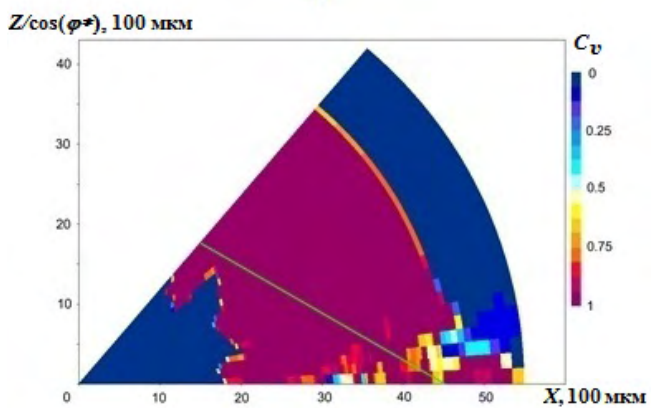
Во временной зависимости температуры рентгеновского импульса (см., например, рис. 2) можно выделить два участка, соответствующие: 1) предимпульсам, генерирующим последовательность ударных волн, распространяющихся



a



б



в

Рис. 7. Пространственные распределения объемной концентрации золота C_v в сечении $\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$: *a* – $t = 1,1$ нс; *б* – $t = 13$ нс; *в* – $t = 18$ нс

по аблятору и ДТ-льду, которые осуществляют предварительное сжатие оболочки; 2) основной части импульса, под действием которого оболочка ускоряется как целое и происходит ее окончательное сжатие, приводящее к термоядерному горению топлива. Соответственно и во временной зависимости мощности лазерного импульса (см. штрихпунктирную линию на рис. 3) есть

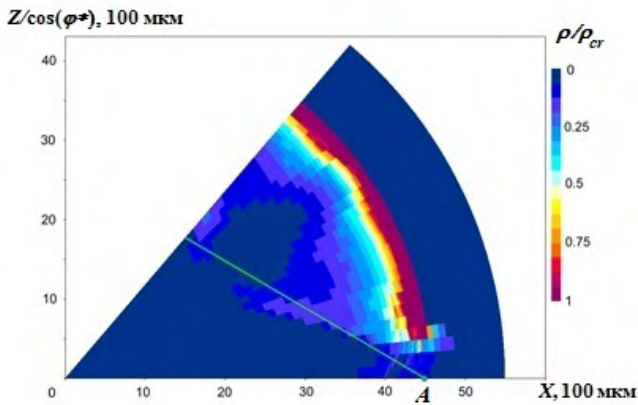


Рис. 8. Пространственное распределение в сечении $\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$ отношения плотности ρ к критической плотности ρ_{cr} для излучения с длиной волны $0,53 \text{ мкм}$ в момент времени $t = 13 \text{ нс}$

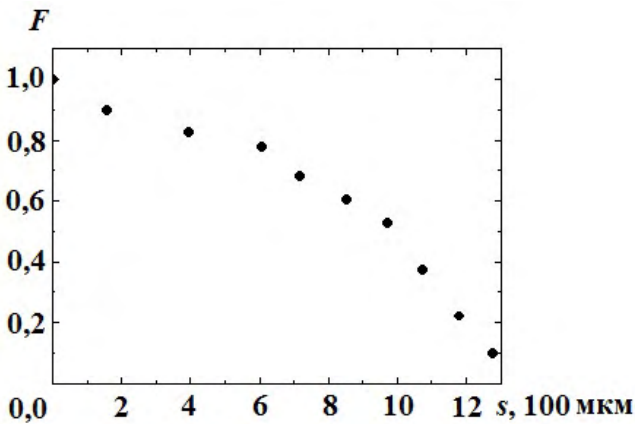


Рис. 9. Ослабление потока лазерного излучения вдоль оси лазерного пучка в момент времени $t = 13 \text{ нс}$

участки, соответствующие предимпульсам и основной части импульса. Интервал времени между первым предимпульсом и основным импульсом определяется временем прохождения ударных волн по аблятору и топливу, которое, в свою очередь, зависит от толщины слоев и скорости ударных волн.

Таким образом, 3D-расчет показал, что за время между предимпульсом и основным импульсом ($1 \text{ нс} < t < 13 \text{ нс}$) внутренний объем бокса заполняется золотой плазмой, испаренной с его стенок, и эта плазма становится непрозрачной для лазерного излучения. Основная часть импульса поглощается внутри бокса вблизи отверстий ввода, что может привести к снижению симметрии рентгеновского излучения в центре

бокса по сравнению со случаем, когда все лазерные пучки доходят до стенки бокса.

3. 1D-расчеты для капсулы с аблятором из высокоплотного углерода

В последнее время на установке NIF проводятся эксперименты по сжатию мишеней с аблятором из углерода с высокой плотностью (НДС), $\rho_{\text{НДС}} \approx 3,5 \text{ г/см}^3$ [15]. Использование аблятора с более высокой плотностью по сравнению с пластиковым ($\rho_{\text{СН}} \approx 1,1 \text{ г/см}^3$) позволяет уменьшить толщину оболочки (при той же массе) и тем самым уменьшить время прохождения ударных волн, а следовательно, сократить интервал времени между первым предимпульсом и основным лазерным импульсом. Если этот интервал будет уменьшен настолько, что за это время плазма не успеет заполнить внутренний объем бокса, то удастся довести всю энергию лазерного излучения до стенок бокса.

По методике СНДП был проведен расчет одномерной сферически-симметричной задачи. В этом расчете сферическая капсула, изображенная на рис. 10, имела оболочку (аблятор) из НДС с наружным радиусом 1108 мкм и толщиной $76,1 \text{ мкм}$, на внутренней поверхности которой был заморожен слой ДТ-льда плотностью $0,255 \text{ г/см}^3$ и толщиной $55,71 \text{ мкм}$. Внутренняя полость была заполнена ДТ-газом плотностью $3 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3$. Внутри аблятора из НДС на глубине $45,6 \text{ мкм}$ от наружной поверхности находился слой толщиной $25,5 \text{ мкм}$, в котором, кроме углерода, присутствовали атомы вольфрама с концентрацией $0,3\%$ (по числу частиц). Плотность слоев "чистого" НДС была равна $3,476 \text{ г/см}^3$, плотность слоя НДС с добавкой вольфрама — $3,6 \text{ г/см}^3$. Начальная температура мишени составляла $18,6 \text{ К}$.

Капсула облучалась рентгеновским импульсом с максимальной температурой $\approx 300 \text{ эВ}$. Конструкция капсулы и временная зависимость температуры рентгеновского импульса (рис. 11) были взяты из работы [16].

Расчет продемонстрировал зажигание мишени. Полное энерговыделение составило $17,3 \text{ МДж}$ (в работе [16] энерговыделение было равно $19,7 \text{ МДж}$).

Как и в случае с капсулой с СН-аблятором, описанном в разд. 1, на следующем этапе одномерного моделирования была проведена серия

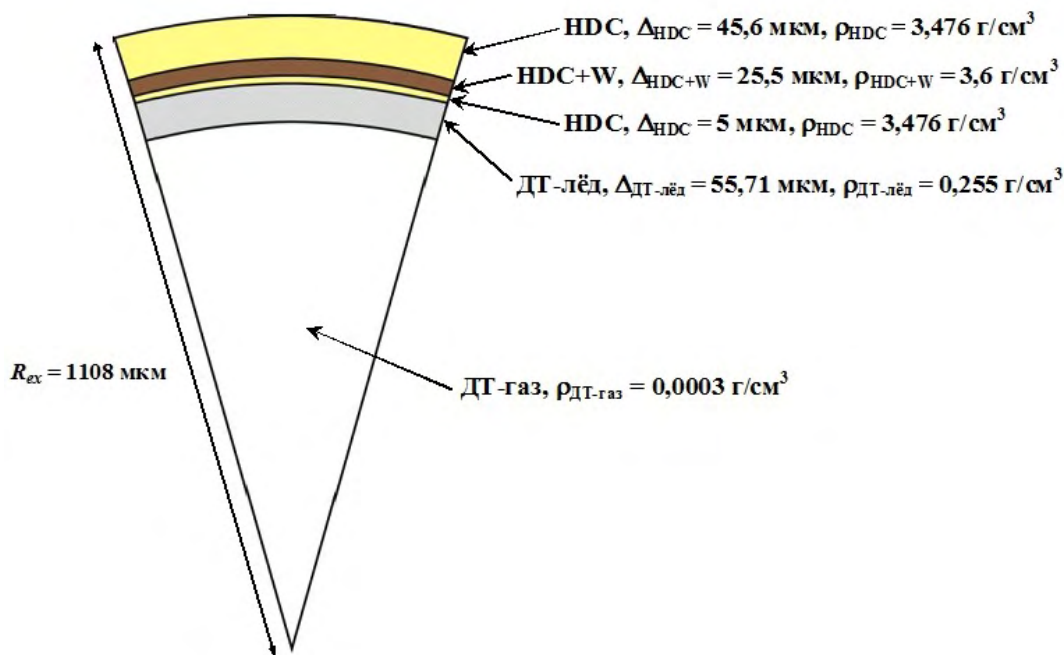


Рис. 10. Конструкция капсулы с HDC-аблятором

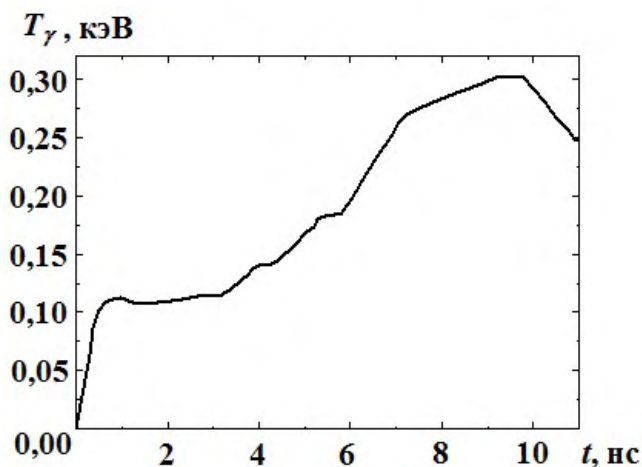


Рис. 11. Временная зависимость температуры рентгеновского импульса для сжатия капсулы с HDC-аблятором

расчетов по методике СНДП, в которых варьировалась временная зависимость мощности лазерного импульса с длиной волны 0,53 мкм, вводимого внутрь сферического бокса диаметром 9 мм с толщиной золотой оболочки 20 мкм.

В результате этой серии расчетов была подобрана временная зависимость мощности лазерного излучения, которое создает в боксе-конвертере рентгеновский импульс с временной зависимостью температуры, близкой по форме к

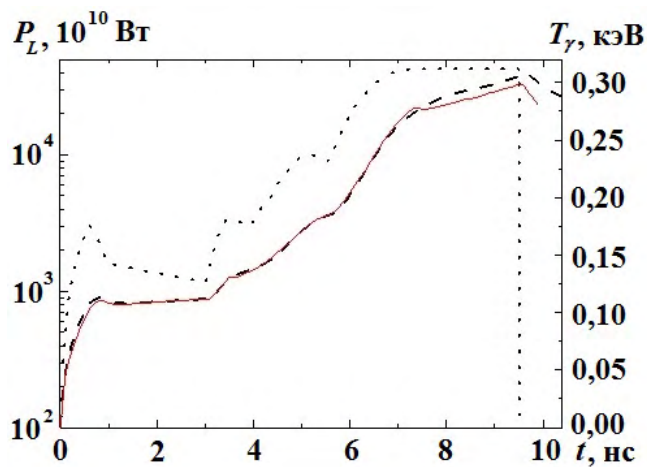


Рис. 12. Временные зависимости мощности лазерного излучения P_L и эффективной температуры T_γ рентгеновского излучения, предназначенного для сжатия капсулы с HDC-аблятором: --- — $P_L(t)$; — $T_\gamma(t)$, расчет по СНДП; — — — — $T_\gamma(t)$, расчет по методике МИМОЗА-НДЗД

приведенной на рис. 11. Эта зависимость мощности представлена на рис. 12. Также на рис. 12 приведены временные зависимости температуры рентгеновского излучения, которое генерируется в сферическом боксе (в том числе в 3D-расчете, который будет описан в разд. 4). Максимальная мощность лазерного импульса не пре-

вышает 430 ТВт, а его полная энергия составляет $\sim 1,64$ МДж.

4. 3D-расчет для капсулы с НДС-аблятором

По методике МИМОЗА-НДЗД был проведен 3D-расчет конверсии лазерного излучения в рентгеновское в боксе для капсулы с НДС-аблятором.

Временная зависимость мощности лазерного импульса с длиной волны $\lambda_L = 0,53$ мкм, введенного внутрь бокса, имела вид $\frac{1}{48}P_L(t)$, где зависимость $P_L(t)$ приведена на рис. 12. Временная зависимость температуры рентгеновского излучения внутри бокса, полученная в этом расчете, также показана на рис. 12.

На рис. 13, *a–в* приведены распределения электронной температуры в одном из сечений ($\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$) на три момента времени: $t = 0,8$ нс, $t = 4$ нс и $t = 6,4$ нс.

На рис. 14, *a–в* показаны распределения объемной концентрации золота в том же сечении на те же моменты времени. Видно, что к моменту $t = 6,4$ нс золотая плазма, прилетевшая со стенок бокса, оказывается на пути лазерного излучения, которое в основном поглощается вблизи отверстия, что подтверждается распределением температуры электронов (см. рис. 13, *в*).

Следует отметить, что плотность этой плазмы ниже критической, что видно из рис. 15, на котором показано распределение в момент времени $t = 6,4$ нс отношения плотности вещества к критической плотности для излучения с длиной волны 0,53 мкм.

В 3D-расчете для капсулы с СН-аблятором, описанном в разд. 2, к моменту времени $t \approx 10$ нс плазма заполняет область бокса вблизи отверстий и лазерное излучение, поглощаясь этой плазмой, перестает доходить до стенок бокса. К этому моменту в бокс вводится примерно 1,5 % от всей лазерной энергии. Как показал 3D-расчет для капсулы с НДС-аблятором, появление испаренной со стенок золотой плазмы на пути лазерного пучка происходит к моменту времени $t \approx 6$ нс. К этому моменту в бокс вводится примерно 15 % от всей лазерной энергии.

Заключение

По методике МИМОЗА-НДЗД проведены 3D-расчеты конверсии лазерного излучения с дли-

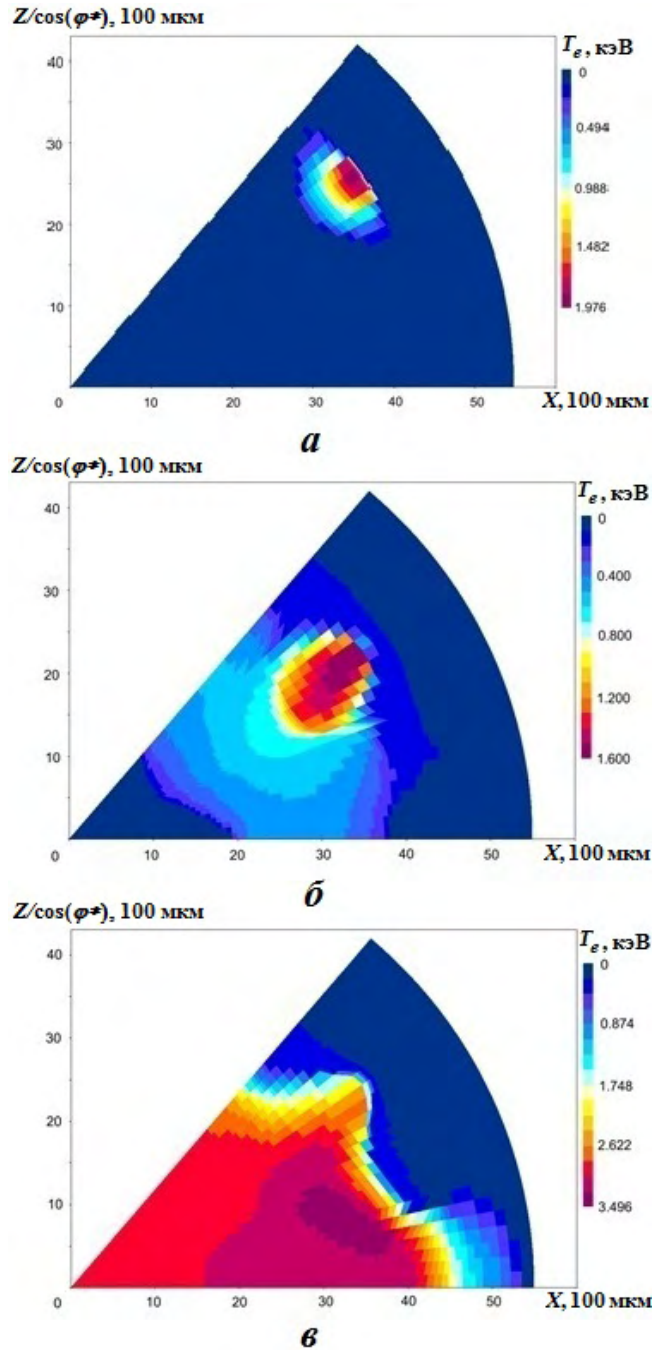
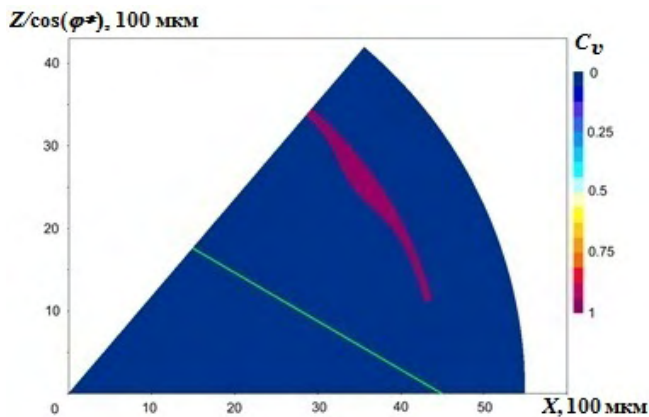


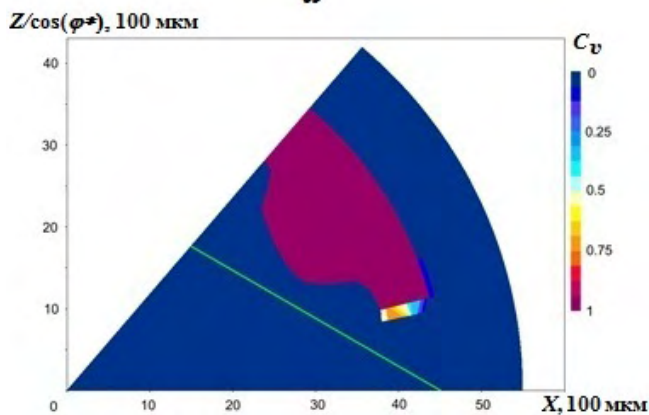
Рис. 13. Пространственные распределения электронной температуры T_e в сечении $\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$: *a* – $t = 0,8$ нс; *б* – $t = 4$ нс; *в* – $t = 6,4$ нс

ной волны 0,53 мкм, длительностью импульса 20 и 10 нс, энергией 1,4 и 1,64 МДж в рентгеновское внутри золотого сферического бокса-конвертора диаметром 9 мм с шестью отверстиями.

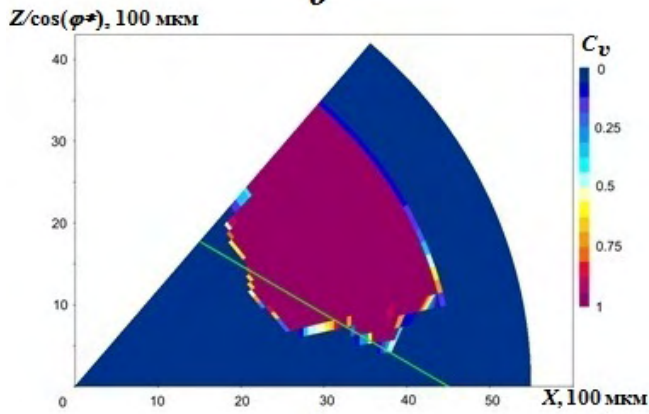
Как показали расчеты, лазерное излучение входит в бокс, но значительная его часть поглощается во внутреннем объеме бокса вблизи от-



а



б



в

Рис. 14. Пространственные распределения объемной концентрации золота C_v в сечении $\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$: *а* — $t = 0,8$ нс; *б* — $t = 4$ нс; *в* — $t = 6,4$ нс

верстий. Причиной этого является непрозрачность испаряемой излучением фоновой плазмы, заполняющей внутренний объем бокса за время между предимпульсом и основной частью лазерного импульса. Значительное (с 20 до 10 нс) сокращение длительности лазерного импульса при использовании капсул с аблятором из НДС при-

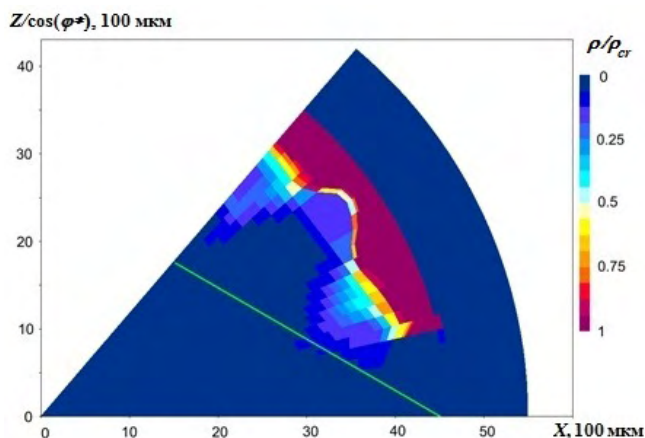


Рис. 15. Пространственное распределение в сечении $\varphi = \varphi^* = 31,875^\circ$ отношения плотности ρ к критической плотности ρ_{cr} для излучения с длиной волны $0,53$ мкм в момент времени $t = 6,4$ нс

вело к уменьшению этого эффекта, но не устранило его.

Следует предпринять дополнительные меры для сдерживания разлета плазмы со стенок бокса, например, заполнять бокс буферным газом. Необходимо также учесть в расчетах влияние потоков плазмы с капсулы и активную динамику разлета пленки, закрывающей отверстия.

Список литературы

1. Дюдештадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез М.: Энергоатомиздат, 1984.
Dyudershtadt Dzh., Mozes G. Inertsialny termoyaderniy sintez M.: Energoatomizdat, 1984.
2. Atzeni S., Meyer-ter-Vehn J. The Physics of Inertial Fusion. Oxford: Clarendon Press, 2004.
3. Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain // *Physics of Plasmas*. 1995. Vol. 2, № 11. P. 3933–4024.
4. Lindl J., Landen O., Edwards J., Moses E., Team N. I. Review of the National Ignition Campaign 2009–2012 // *Ibid.* 2014. Vol. 21. P. 020501-1–020501-72.
5. Гаранин С. Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких

- плотностей энергии // УФН. 2011. Т. 181, № 4. С. 434–441.
- Garanin S. G.* Moshchnie lazery i ikh primeneniye v issledovaniyakh fiziki vysokikh plotnostey energii // UFN. 2011. Т. 181, № 4. С. 434–441.
6. *Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А., Гаранин С. Г., Гуськов С. Ю., Демченко Н. Н., Доскоч И. Я., Змитренко Н. В., Кучугов П. А., Розанов В. Б., Степанов Р. В., Яхин Р. А.* Влияние пространственной неоднородности нагрева на сжатие и горение термоядерной мишени при прямом многопучковом облучении лазерным импульсом мегаджоульного уровня // ЖЭТФ. 2017. Т. 151, вып. 2. С. 396–408.
Belkov S. A., Bondarenko S. V., Vergunova G. A., Garanin S. G., Guskov S. Yu., Demchenko N. N., Doskoch I. Ya., Zmitrenko N. V., Kuchugov P. A., Rozanov V. B., Stepanov R. V., Yakhin R. A. Vliyanie prostranstvennoy neodnorodnosti nagreva na szhatie i gorenije termoyadernoy misheni pri pryamom mnogopuchkovom obluchenii lazernym impulsom megadzhouylnogo urovnya // ZhETF. 2017. Т. 151, вып. 2. С. 396–408.
 7. *Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А., Гаранин С. Г., Гуськов С. Ю., Демченко Н. Н., Доскоч И. Я., Змитренко Н. В., Кучугов П. А., Розанов В. Б., Степанов Р. В., Яхин Р. А.* Термоядерные мишени прямого облучения лазерным импульсом мегаджоульного уровня // Там же. 2015. Т. 148, вып. 4 (10). С. 784–798.
Belkov S. A., Bondarenko S. V., Vergunova G. A., Garanin S. G., Guskov S. Yu., Demchenko N. N., Doskoch I. Ya., Zmitrenko N. V., Kuchugov P. A., Rozanov V. B., Stepanov R. V., Yakhin R. A. Termoyadernye misheni pryamogo oblucheniya lazernym impulsom megadzhoulnogo urovnya // Tam zhe. 2015. Т. 148, вып. 4 (10). С. 784–798.
 8. *Bel'kov S. A., Bondarenko S. V., Demchenko N. N., Garanin S. G., Gus'kov S. Yu., Kuchugov P. A., Rozanov V. B., Stepanov R. V., Yakhin R. A., Zmitrenko N. V.* Compression and burning of direct-driven thermonuclear target under the conditions of inhomogeneous heating by multi-beam megajoule laser // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. Vol. 61. P. 025011.
 9. *Бельков С. А., Долголёва Г. В.* Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбуждения уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1992. Вып. 1. С. 59–61.
Belkov S. A., Dolgoleva G. V. Model srednego iona dlya rascheta kinetiki ionizatsii, naselelnostey возбуждениya urovney i spektralnykh koeffitsientov perenosa izlucheniya v programme SNDP // Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Matematicheskoe modelirovanie fizicheskikh protsessov. 1992. Vyp. 1. S. 59–61.
 10. *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 MIMOZA-ND3D. Raschet trekhmernykh zadach spektralnogo perenosa izlucheniya // Tam zhe. 2012. Vyp. 2. S. 64–72.
 11. *Clark D. S., Haan S. W., Hammel B. A., Salmonson J. D., Callahan D. A., Town R. P. J.* Plastic ablator ignition capsule design for the National Ignition Facility // Physics of Plasmas. 2010. Vol. 17. P. 052703-01–052703-13.
 12. *Itoh M., Yabe T., Kiyokawa S.* Collisional-radiative and average-ion hybrid models for atomic processes in high-Z plasmas // Phys. Rev. A. 1987. Vol. 35. P. 233–241.
 13. *Бельков С. А., Бондаренко С. В., Митрофанов Е. И.* Уравнение состояния вещества в модели среднего иона для лазерной плазмы // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. С. 963–969.
Belkov S. A., Bondarenko S. V., Mitrofanov E. I. Uravneniye sostoyaniya veshchestva v modeli srednego iona dlya lazernoy plazmy // Kvantovaya elektronika. 2000. Т. 30. С. 963–969.

14. *Corman E. G., Loewe W. E., Cooper G. E., Winslow A. M.* Multi-group diffusion of energetic charged particles // *Nuclear Fusion*. 1975. Vol. 15. P. 377–386.
15. *MacKinnon A. J., Meezan N. B., Ross J. S., Le Pape S., Berzak Hopkins L., Divol L., Ho D., Milovich J., Pak A., Ralph J., Doppner T., Patel P. K., Thomas C., Tommasini R., Haan S., MacPhee A. G., McNaney J., Caggiano J., Hatarik R., Bionta R., Ma T., Spears B., Rygg J. R., Benedetti L. R., Town R. P. J., Bradley D. K., Dewald E. L., Fittinghoff D., Jones O. S., Robey H. R., Moody J. D., Khan S., Callahan D. A., Hamza A., Biener J., Celliers P. M., Braun D. G., Erskine D. J., Prisbrey S. T., Wallace R. J., Koziowski B., Dylla-Spears R., Sater J., Collins G., Storm E., Hsing W., Landen O., Atherton J. L., Lindl J. D., Edwards M. J., Frenje J. A., Gatu Johnson M., Li C. K., Petrasso R., Rinderknecht H., Rosenberg M., Seguin F. H., Zylstra A., Knauer J. P., Grim G., Guler N., Merrill F., Olson R., Kyrala G. A., Kilkenny J. D., Nikroo A., Moreno K., Hoover D. E., Wild C., Werner E.* High-density carbon ablator experiments on the National Ignition Facility // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21. P. 056318-01–056318-11.
16. *Ho D.* High-density carbon (HDC) capsule designs for α -heating and for ignition // VIII Int. Conf. IFSA-2013. Nara, Japan. September 8–13, 2013.

Статья поступила в редакцию 06.11.19.

3D SIMULATION RESULTS FOR CONVERSION OF LASER RADIATION TO X-RAY RADIATION IN A SPHERICAL HOHLRAUM UNDER THE MEGAJOULE LASER FACILITY CONDITIONS / S. V. Bondarenko, E. I. Mitrofanov, L. F. Potapkina, O. O. Sharov (FSUE "RFNC-VNIIEF", Sarov, N. Novgorod Region).

The paper presents results of one-dimensional (using the SNDP code) and three-dimensional (using the MIMOZA-ND3D code) simulations of the laser radiation conversion to X-rays for compressing capsules with a plastic (CH) ablator and an ablator made of high-density carbon (HDC).

The laser facility for irradiating a spherical hohlraum has a full system of cube symmetries (6 inlet openings to deliver radiation to the hohlraum). On the assumption of such conditions and symmetry of the target itself it is suggested to perform 3D simulations for a 1/48 part of the target, this allows significantly decreasing the computational burden.

The 3D simulation has demonstrated that an essential part of the delivered laser radiation is absorbed in the interior space of the hohlraum near the inlet openings, in plasma "evaporated" due to radiation from the hohlraum walls.

Keywords: indirect irradiation of a target, a spherical hohlraum, laser radiation, X-ray radiation, plastic (CH) ablator, HDC-ablator.
