

# ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НАГРЕВА НА СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ ПРИ ПРЯМОМ МНОГОПУЧКОВОМ ОБЛУЧЕНИИ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ МЕГАДЖОУЛЬНОГО УРОВНЯ

*С. А. Бельков<sup>a</sup>, С. В. Бондаренко<sup>a</sup>, Г. А. Вергунова<sup>b</sup>, С. Г. Гаранин<sup>a</sup>,  
С. Ю. Гуськов<sup>b,c</sup>, Н. Н. Демченко<sup>b</sup>, И. Я. Доскоч<sup>b</sup>, Н. В. Змитренко<sup>d</sup>,  
П. А. Кучугов<sup>b,d\*</sup>, В. Б. Розанов<sup>b</sup>, Р. В. Степанов<sup>b</sup>, Р. А. Яхин<sup>b</sup>*

<sup>a</sup> *Российский федеральный ядерный центр —  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
607188, Саров, Россия*

<sup>b</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Национальный исследовательский ядерный центр «МИФИ»  
115409, Москва, Россия*

<sup>d</sup> *Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук  
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 июля 2016 г.

Мишени лазерного термоядерного синтеза прямого облучения в настоящее время рассматриваются как перспективная альтернатива мишеням непрямого сжатия на уровне энергии лазера порядка 2 МДж. В этом подходе на первый план выступают вопросы симметрии сжатия и зажигания термоядерного топлива. Представлены результаты теоретических исследований сжатия и термоядерного горения сферических мишеней прямого облучения в условиях пространственной неоднородности нагрева, обусловленной сдвигом мишени из центра наведения пучков и возможным дисбалансом энергии лазерного излучения в пучках. В основу исследования положены многочисленные расчеты на базе комплекса одномерных и двумерных программ: РАПИД, SEND (определение освещенности мишени и динамики процессов поглощения), ДИАНА, NUT (одномерная и многомерная гидродинамика сжатия и горения мишеней). Изучаемая мишень представляла собой двухслойную (аблятор из инертного материала СН и DT-лед) оболочку, заполненную DT-газом. Определен диапазон допустимых изменений параметров сжатия и горения мишени в зависимости от вариаций пространственной неоднородности ее нагрева многопучковой лазерной системой. Было показано, что низкомодовые (длинноволновые) возмущения приводят к ухудшению характеристик центральной области за счет менее эффективного преобразования кинетической энергии оболочки мишени во внутреннюю энергию центра. Также при существенной несимметрии облучения наблюдается локальное инициирование горения в нецентральных областях мишени. В этом случае, как правило, горение не распространяется на весь объем DT-топлива, что существенно снижает термоядерный выход по сравнению со случаем сферической симметрии и центрального зажигания.

DOI: 10.7868/S0044451017020183

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Достижение термоядерного горения с высоким нейтронным выходом ( $10^{17}$ – $10^{19}$ ) в мишенях инер-

циального термоядерного синтеза (ИТС) стало бы важным шагом на пути достижения управляемой реакции синтеза. Решением проблем лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) заняты передовые научные коллективы в России, США, Франции, Китае, Японии, Великобритании и других странах. Со времени зарождения идеи ИТС–ЛТС [1] и до сегодняш-

\* E-mail: pkuchugov@gmail.com

него дня был предложен целый ряд подходов к иницированию горения термоядерного топлива. Принципиальными среди них являются два направления — прямое и не прямое сжатие. В последнем случае воздействие на мишень осуществляется посредством теплового (рентгеновского) излучения, получаемого с помощью специального устройства — конвертора лазерного излучения в рентгеновское. Реализация горения и получение положительного термоядерного выхода также может осуществляться различными способами. Скорость термоядерной реакции пропорциональна квадрату плотности и сильно возрастет с увеличением температуры плазмы, так что зажигание может происходить только при температурах, превышающих 4–5 кэВ. Для достижения высокого коэффициента усиления (отношения выделяющейся энергии к энергии, затраченной на образование плазмы) необходимо создать условия для образования плазмы с плотностью и температурой, достаточными для инициации термоядерных реакций в небольшой части горючего мишени и последующего распространения горения от области иницирования на остальное горючее. Реализация этих условий может быть осуществлена по-разному. В одном случае иницирование горения реализуется в центре мишени за счет схождения последовательности ударных волн («искровое» зажигание), в других случаях процессы создания высоких значений плотности и температуры могут быть разнесены. Весьма перспективными с этой точки зрения выглядят системы «быстрого зажигания» [2, 3]. В этом подходе лазерное воздействие на мишень сначала обеспечивает высокое, но холодное сжатие вещества, а затем дополнительными способами нагрева создается высокая температура. В качестве таких способов исследуются воздействие ионных либо электронных пучков, а также удар макрочастицей, ускоренной под действием лазерного излучения (см., например, обзоры [4–7]). Еще один подход предполагает сообщить необходимую для зажигания энергию посредством ударной волны, стимулированной лазером на заключительной стадии его действия (shock ignition) [8, 9]. Каждый из предложенных методов имеет свои достоинства и трудности практической реализации. Критерием оценки эффективности методов является минимизация энергии, необходимой для зажигания.

На текущий момент на регулярной основе функционирует установка NIF [10–12] в Ливерморской национальной лаборатории США, реализующая схему непрямого сжатия, энергетика установки составляет примерно 2 МДж. Идеология данного

подхода [13] основывается на казавшейся очевидной возможности гораздо более пространственно-симметричного воздействия на мишень тепловым излучением (близким к изотропному, с температурой 250–300 эВ), чем в случае прямого воздействия лазера. К сожалению, разработка и реализация данного подхода пока не оправдала возлагавшихся на него надежд. Гидродинамические неустойчивости по-прежнему возникают и развиваются, в том числе и за счет принципиально неустраняемых неоднородностей (подвес мишени, цилиндричность конвертора и т.п.). Для построенной лазерной установки, реализующей в импульсе энергию около 1.8 МДж, наибольший коэффициент усиления  $G$ , вычисляемый как отношение энергии, выделившейся в термоядерных реакциях, к полной энергии лазерного импульса, в экспериментах составляет величину порядка 0.01 [14, 15]. Основной причиной, как и прежде, считается искажение сферической оболочки мишени и перемешивание веществ различных слоев между собой, что меняет динамику импlosionи. В схемах непрямого облучения на мишень воздействует лишь около 10 % рентгеновского излучения, или с учетом эффективности конверсии порядка 8 % от полной энергии лазерного импульса. В силу такой весьма небольшой доли используемой энергии, схема сжатия и горения термоядерной мишени непрямого облучения [13] существенным образом опирается на предположение о симметричности схождения оболочек мишени и возможности достижения значительных сжатий топлива, что, как оказалось, нарушается из-за возникновения гидродинамических неустойчивостей.

В сложившейся ситуации оказывается вполне возможным рассматривать мишени прямого облучения в качестве эффективной альтернативы мишеням непрямого облучения. В самом деле, использование мишеней прямого облучения обеспечивает более эффективное (на порядок) преобразование энергии лазерного импульса в кинетическую энергию направленного в центр движения слоев, что позволяет включить в рассмотрение большие (чем в случае не прямых мишеней) массы DT-слоя, а значит, менее «напряженные» состояния вещества в момент максимального сжатия, и тем самым уменьшить значимость влияния начальных неоднородностей. При этом ключевым моментом в оценке работоспособности мишеней прямого облучения является, разумеется, прогноз влияния неоднородности поглощения лазерного излучения термоядерной мишенью вследствие отклонения различных параметров лазерной системы от предполагаемых («идеальных»)

значений. В работе рассматриваются два возможных источника несимметрии. Во-первых, это случайное смещение мишени из центра фокусировки пучков («сдвиг»). Такая ситуация особенно актуальна при конструировании термоядерного реактора, в камеру которого с определенной частотой подаются капсулы с топливом. Во-вторых, это также случайное отклонение энергий различных пучков от их номинальных значений. Целью работы является определение диапазонов допустимых нарушений симметрии и изменения параметров имплозии вплоть до отсутствия зажигания. Данная статья является развитием работы [16] и методически опирается на результаты, представленные в [16–20].

Основу описываемых здесь исследований составляют два цикла расчетов, относящихся к различным типам неоднородности нагрева мишени, каждый из циклов состоит из взаимосвязанных серий одномерных и двумерных расчетов.

Последующее изложение содержит три основных раздела. В разд. 2 подробно описана постановка задачи и общий подход к ее решению с помощью последовательных серий одномерных и двумерных расчетов, приведены результаты моделирования пространственной неоднородности нагрева мишени при облучении многопучковой лазерной системой в двух различных ситуациях и проведен выбор точек на поверхности мишени для последующего анализа влияния неоднородности на параметры сжатия и горения. В разд. 3 представлены результаты одномерных численных расчетов сжатия и горения для различных условий поглощения лазерной энергии. В разд. 4 обсуждаются результаты двумерных расчетов, позволяющих оценить скорость развития возмущений и их влияние на эффективность имплозии. В Заключение приведены основные результаты выполненного многомерного моделирования.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ ЕЕ РЕШЕНИЯ

В настоящей работе моделируется и анализируется мишень прямого облучения многопучковой лазерной системой. Общее количество пучков предложенной системы составляет 192. Пучки объединены в кластеры по 4, расположенные по сторонам куба по 8 кластеров на каждой грани так, что их оптические оси являются образующими конусов, вершины которых находятся в центре куба (мишени), а центры оснований находятся на пересечении диагона-

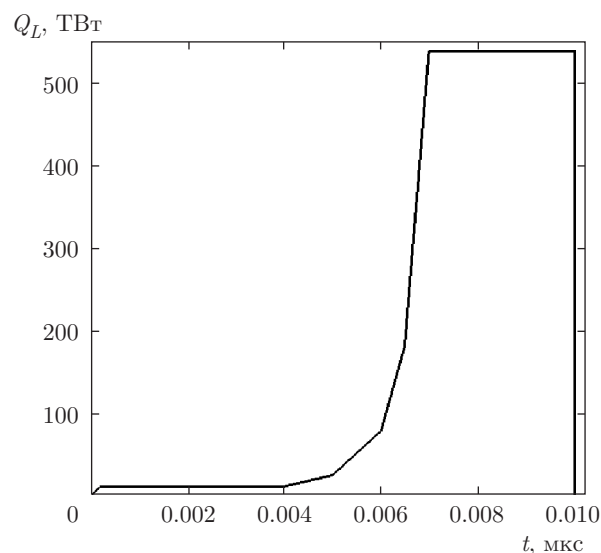


Рис. 1. Временная зависимость мощности профилированного лазерного импульса, воздействующего на термоядерную мишень

лей граней куба. Таким образом, общее количество кластеров — 48. Апертура пучка составляет  $D_1 = 40$  см, апертура кластера —  $D = 80$  см, фокусное расстояние  $F = 660$  см, а угол ввода каждого лазерного кластера в отверстия равен  $30^\circ$ . Следует отметить, что при расчете углового распределения от одного пучка необходимо использовать значение  $D_1$ , а при расчете симметрии поглощенного потока —  $D$ . В ходе дальнейшего изложения отдельный кластер также будем называть пучком, так как различие между отдельными пучками кластера в нашей постановке уже не имеет значения. Распределение интенсивности лазерного излучения по сечению пучка выберем стандартным образом (гауссово распределение с  $a/R = 1$ , где  $a$  — радиус пучка,  $R$  — начальный радиус мишени). В работе [16] было показано, что однородность облучения, определяемая формулой  $\eta_E = E_t^{min}/E_t^{max}$  (т. е. как отношение минимального и максимального значений полной поглощенной лазерной энергии), увеличивается с увеличением радиуса пучка, причем слабо, начиная с  $a/R \approx 1$ , а доля поглощения при этом уменьшается. Это значение  $a$  и было выбрано для расчетов. Полная энергия лазерного импульса на второй гармонике Nd-лазера составляла 2.8 МДж, зависимость мощности падающего потока от времени представлена на рис. 1. Поглощенная мишенью лазерная энергия варьируется в зависимости от условий облучения и составляет в среднем около 1.5 МДж (интегральный по времени коэффициент поглоще-

ния, тем самым, имеет в данных условиях величину 0.5–0.6, или, более широко, при максимальных разбросах лазерного воздействия — величину 0.4–0.7). Для моделирования поставленной проблемы была взята «базовая» низкоаспектная мишень, полученная в результате оптимизации [16]. Эта мишень состоит из внешней оболочки (аблятора, СН) толщиной 34 мкм с внешним радиусом 1597 мкм и плотностью  $1.05 \text{ г/см}^3$ , а также примыкающей к ней изнутри оболочки из DT-льда толщиной 149 мкм и плотностью  $0.253 \text{ г/см}^3$ . Внутри DT-оболочки находится DT-газ с плотностью  $10^{-3} \text{ г/см}^3$ .

Для описанных выше параметров лазерного импульса и термоядерной мишени необходимо определить влияние неоднородности нагрева поверхности мишени на эффективность ее сжатия и горения. Случай возникновения неоднородности нагрева мишени в связи с выбранной конструкцией лазерной системы (192 пучка) и симметрией облучения (симметрия куба) мишени был рассмотрен авторами в работе [17], где было показано, что данному варианту с  $\eta_E = 0.9663$ , т. е. масштабу неоднородности  $\sim 3\%$ , соответствует диапазон изменения коэффициента термоядерного усиления  $G$  от 8.6 до 13.5 и сделан вывод об умеренной чувствительности горения к деталям поглощения лазерной энергии.

Методика выполненных здесь исследований опирается на три последовательные взаимосвязанные друг с другом серии численных расчетов. Первая серия проводилась по одномерной программе РАПИД [21, 22] и программе SEND [16, 23] с целью получения угловых распределений поглощенного потока и зависимости коэффициента поглощения падающего лазерного излучения от времени. Численный код РАПИД обеспечивает решение уравнений двухтемпературной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла и расчет угловых распределений поглощенного потока от одного пучка, а код SEND — учет вклада всех пучков в соответствующих временных зависимостях. Вторая серия расчетов была направлена на моделирование сжатия и горения мишени при заданном потоке поглощенной лазерной энергии и выполнялась по одномерной программе ДИАНА [24], решающей уравнения двухтемпературной гидродинамики с источниками энергии, обусловленными поглощением лазерного излучения, нагревом мишени  $\alpha$ -частицами, образующимися в ходе протекания реакций термоядерного синтеза, а также с учетом процессов электронной и ионной теплопроводности. Третья серия расчетов посвящена проведению двумерного осесимметричного моделирования сжатия и горения мишени на фи-

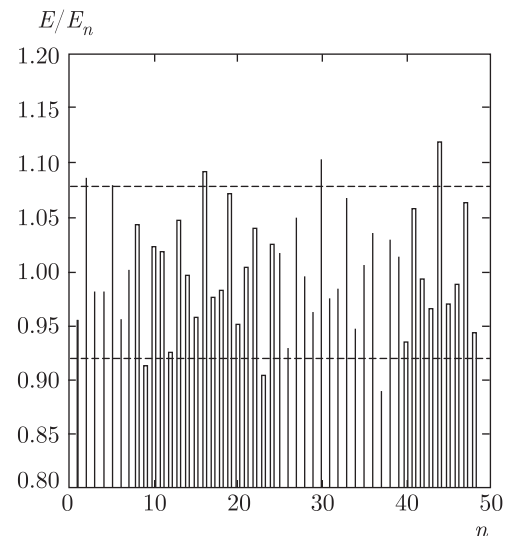


Рис. 2. Энергии лазерных пучков в зависимости от номера пучка при случайном отклонении от среднего значения по гауссовой статистике с погрешностью 8%, показанной пунктирными линиями.  $\varepsilon = 0.08$

нальной стадии процесса имплозии. В этой серии расчетов определяются динамика и диапазон вариаций характеристик сжатия в зависимости от развития стимулированных начальными условиями гидродинамических неустойчивостей. Расчеты проводились с помощью программы NUTCY [25, 26], моделирующей в эйлеровом представлении задачи двумерной однотемпературной гидродинамики с теплопроводностью, кинетикой горения и локальным вкладом энергии  $\alpha$ -частиц во внутреннюю энергию мишени. В нашем случае в рамках двумерной постановки в качестве входных данных использовались заранее полученные профили при одномерных расчетах по программе ДИАНА, взятые для различных характерных точек на сфере. Тем самым, достоверность двумерного моделирования определяется подробностью полученных для различных точек сферы результатов одномерного моделирования. С целью обеспечения необходимого понимания динамики процессов на картах освещенности, полученных на основе кодов РАПИД и SEND, выбирались наиболее значимые точки, данные по поглощению в которых передавались коду ДИАНА. В результате одномерная серия состояла из порядка сотни расчетов.

Обратимся теперь к результатам первого этапа описанного выше подхода. Отклонение энергии пучка от номинального значения задавалось случайным образом в соответствии с гауссовым распределением с характерной величиной отклонения от средне-

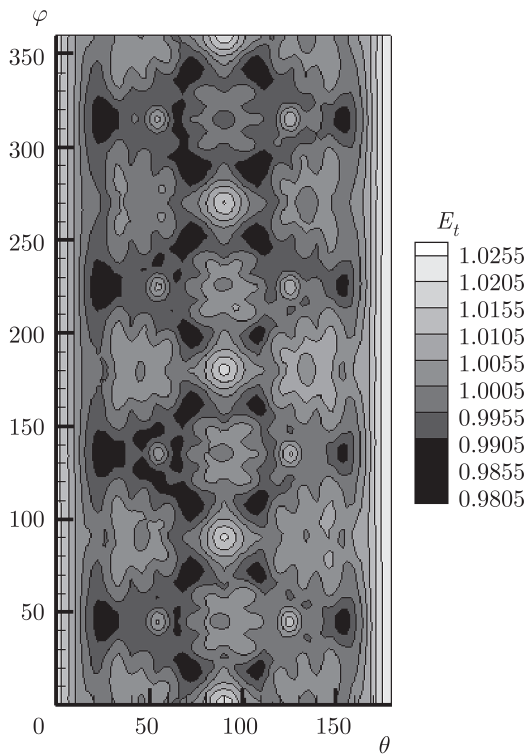


Рис. 3. Угловое распределение полной поглощенной лазерной энергии при случайном дисбалансе энергий лазерных кластеров в пределах 8%, приведенном на рис. 2

го  $\varepsilon$ . Для  $\varepsilon = 0.08$  на рис. 2 приведены значения энергий лазерных пучков в зависимости от их номера (всего 48 пучков). Рассчитанное угловое распределение поглощенной лазерной энергии за время действия импульса от всех пучков представлено на рис. 3. Отметим, что симметрия куба, которая имела место при одинаковой энергии всех пучков, ожидаемо нарушается. Степень однородности в данном варианте уже  $\eta_E = 0.9562$ , что немного хуже приведенного выше значения  $\eta_E = 0.9663$ , отвечающего случаю отсутствия дисбаланса энергии в пучках ( $\varepsilon = 0$ ). В табл. 1 приведены значения  $\eta_E$  также для  $\varepsilon = 0.04$  и  $\varepsilon = 0.16$ . Отсюда видно, что вариация энергии пучков приводит лишь к незначительному ухудшению однородности поглощения лазерной энергии. Это связано с тем, что при изменении энергии пучков случайным образом суммарная энергия групп пучков, расположенных на каждой грани куба, меняется в пределах меньших, чем  $\varepsilon$ .

Для проведения заявленной ранее серии одномерных расчетов необходимо выбрать точки  $(\theta_m, \varphi_n)$  на карте (см. рис. 3), значения поглощенной энергии в которых будут положены в основу этой совокупности расчетов. Остановимся на вари-

Таблица 1. Зависимость однородности поглощения падающего лазерного излучения от величины отклонения энергий пучков от номинального значения

$\varepsilon, \%$	0	4	8	16
$\eta_E$	0.9663	0.9612	0.9562	0.9462

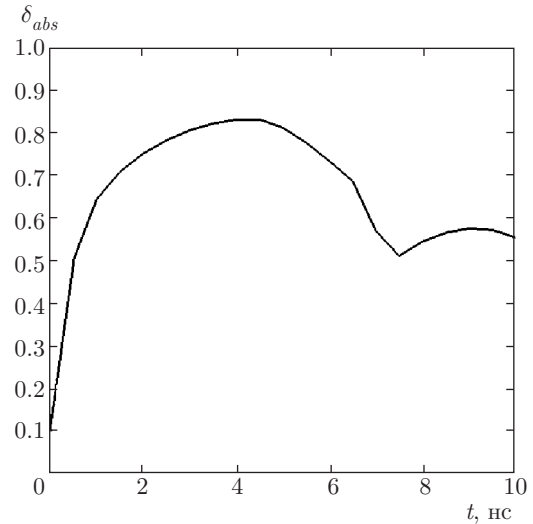


Рис. 4. Зависимость доли поглощения падающего лазерного потока от времени

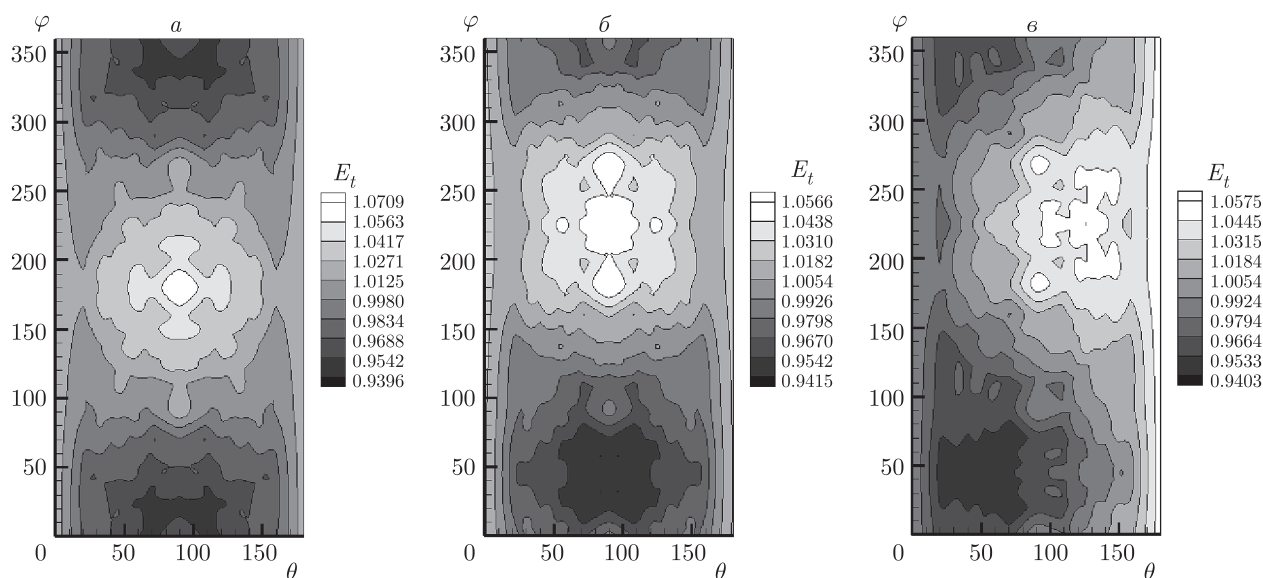
анте с  $\varepsilon = 0.08$ , а точки будем выбирать, исходя из необходимости передачи основных угловых зависимостей распределения поглощенной энергии. Поскольку какая-либо предопределенная симметрия отсутствует при случайном разыгрывании энергии в пучках, точки должны покрывать весь телесный угол. Авторами были выбраны 9 значений по полярному углу  $\theta_m$ : 0, 26°, 56°, 72°, 90°, 108°, 124°, 156°, 180°, и 11 значений по азимутальному углу  $\varphi_n$ : 0, 20°, 46°, 90°, 134°, 180°, 226°, 270°, 290°, 316°, 340°. На рис. 4 приведена зависимость доли поглощения  $\delta_{abs}$  от времени. Значения полной поглощенной энергии для данного варианта находятся в диапазоне 1.47–1.53 МДж.

Случай сдвига мишени из общего центра наведения пучков рассмотрим отдельно, предполагая энергии пучков одинаковыми. Характеристику сдвига мишени из центра наведения пучков определим как расстояние  $D_s$  от него до мишени. Были проанализированы три значения величины сдвига  $D_s$ : 40 мкм (2.5% от начального радиуса мишени), 80 мкм (5%) и 160 мкм (10%). Для каждого значения  $D_s$  рассматривались три возможных направления сдвига:



**Таблица 2.** Зависимость однородности облучения и доли поглощенной лазерной энергии от варианта сдвига мишени из общего центра фокусировки пучков

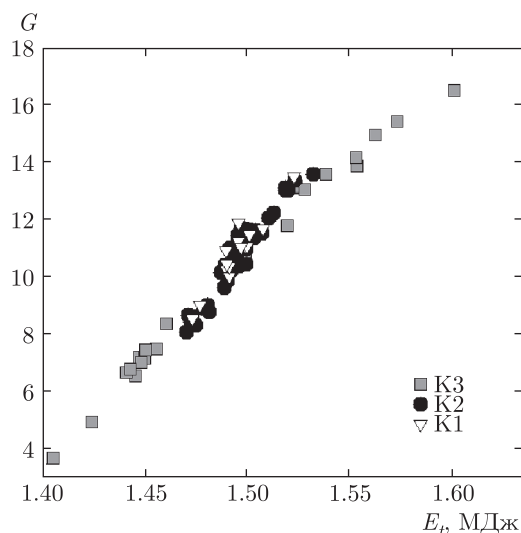
Сдвиг мишени $D_s$ , мкм	% от начального радиуса мишени	Вдоль оси $x$		В плоскости $xy$		Между осями $x$ , $y$ и $z$	
		$\eta_E$	$\delta_{abs}$	$\eta_E$	$\delta_{abs}$	$\eta_E$	$\delta_{abs}$
40	2.5	0.9213	0.570	0.9288	0.570	0.9311	0.570
80	5	0.8714	0.569	0.8911	0.569	0.8892	0.569
160	10	0.7940	0.567	0.8112	0.567	0.8054	0.567



**Рис. 5.** Угловые распределения полной поглощенной лазерной энергии при смещении мишени из точки наведения пучков на 80 мкм вдоль оси  $x$  (а), в плоскости  $xy$  под углом  $45^\circ$  к осям  $x$  и  $y$  (б) и в направлении между осями  $x$ ,  $y$  и  $z$  так, что это направление составляет равные углы с осями  $x$ ,  $y$  и  $z$  (в)

вдоль оси  $x$  ( $D_x = 40, 80, 160$  мкм), в плоскости  $xy$  под углом  $45^\circ$  к осям  $x$  и  $y$  ( $D_{xy} = 40, 80, 160$  мкм) и в направлении между осями  $x$ ,  $y$  и  $z$  так, что это направление составляет равные углы с осями  $x$ ,  $y$  и  $z$  ( $D_{xyz} = 40, 80, 160$  мкм). В табл. 2 приведены значения степени однородности  $\eta_E$  поглощенной энергии и доли поглощенной энергии  $\delta_{abs}$  для трех значений сдвига мишени по трем указанным направлениям. Из табл. 2 видно, что доля поглощения уменьшается с увеличением сдвига мишени. Это связано с тем, что если пучки будут проходить вообще мимо мишени, то доля поглощения будет нулевая. Однако для рассматриваемых величин сдвига уменьшение доли поглощения очень незначительно. В то же

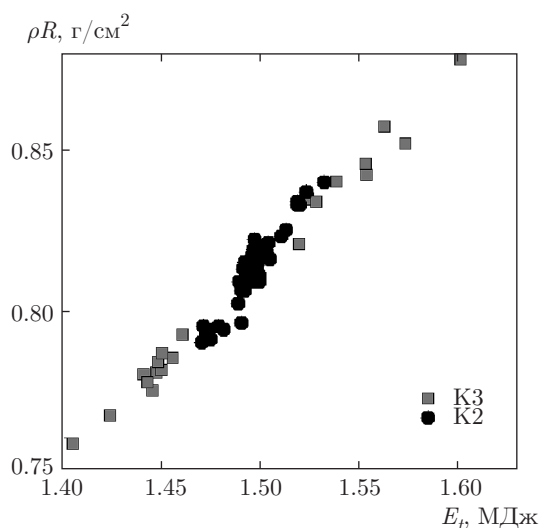
время степень однородности  $\eta_E$  зависит достаточно сильно от величины сдвига  $D_s$ . Например, при сдвиге на 80 мкм (5% от радиуса мишени) степень однородности лежит в пределах 0.871–0.891 (в зависимости от направления сдвига), т. е. отклонения максимального значения от минимального лежат в пределах 10.9%–12.3%. При сдвиге 160 мкм (10% от радиуса мишени) отклонения составляют около 20%. На рис. 5 показаны интегральные по времени угловые распределения поглощенной энергии для вариантов сдвига  $D_x = 80$  мкм,  $D_{xy} = 80$  мкм и  $D_{xyz} = 80$  мкм. Из рис. 5а следует, что область максимального значения поглощенной энергии  $E_t$  находится на оси  $x$ , по которой происходит сдвиг, с той



**Рис. 6.** Зависимости коэффициента термоядерного усиления от величины поглощенной лазерной энергии для трех серий одномерных сферически-симметричных расчетов: с одинаковыми энергиями пучков и мишенью в центре наведения пучков (K1), со случайными отклонениями энергии пучков от номинальных значений без сдвига мишени (K2) и с одинаковыми энергиями пучков и сдвинутой мишенью (K3)

стороны мишени, которая при сдвиге входит в более освещенную пучками зону ( $\theta = 90^\circ$ ,  $\varphi = 180^\circ$ ), а ее минимальное значение — с противоположной стороны. Таким образом, получается, что, насколько увеличились значения  $E_t$  при входе в более освещенную зону, настолько же они уменьшились с противоположной стороны, т. е. наблюдается двойной эффект. По этой причине оказалось, что сдвиг 5% приводит к неоднородности 10% поглощенной энергии. Из рис. 5б,в видно, что направление сдвига создаст выделенное направление, вдоль которого с противоположных сторон располагаются максимальное и минимальное значения поглощенной энергии. Отметим, что значения неоднородности поглощенной энергии в случае сдвига мишени имеют существенно больший масштаб по сравнению со случаем дисбаланса энергий в пучках.

Для последующего анализа динамики сжатия и горения термоядерной мишени выберем один вариант сдвига, а именно,  $D_x = 80$  мкм, дающий максимальную неоднородность, и определим, как и прежде, точки  $(\theta_m, \varphi_n)$ , представляющие интерес и позволяющие передать основные особенности углового распределения поглощенной энергии. Поскольку угловое распределение на рис. 5а обладает некоторой симметрией, достаточно рассмотреть область углов



**Рис. 7.** Зависимости оптической толщины DT-топлива от величины поглощенной лазерной энергии для двух серий одномерных сферически-симметричных расчетов: со случайными отклонениями энергии пучков от номинальных значений без сдвига мишени (K2) и с одинаковыми энергиями пучков и сдвинутой мишенью (K3)

$0 \leq \theta \leq 90^\circ$  и  $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$ . В указанной области были выбраны 5 значений  $\theta_m$ :  $0^\circ, 28^\circ, 46^\circ, 72^\circ, 90^\circ$ , и 6 значений  $\varphi_n$ :  $0^\circ, 18^\circ, 42^\circ, 90^\circ, 150^\circ, 180^\circ$ . Для каждой пары  $(\theta_m, \varphi_n)$  построены зависимости поглощенного потока от времени. Диапазон изменения полной поглощенной энергии составляет 1.40–1.6 МДж. Следует понимать, что зависимость доли поглощенной энергии от времени, вообще говоря, получается иной, чем в предыдущем случае, однако различия между ними настолько малы, что ими можно пренебречь и пользоваться зависимостью, представленной на рис. 4.

### 3. ОДНОМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ — ДИАПАЗОН ЭФФЕКТА ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ МИШЕНИ

В предыдущем разделе было дано детальное описание и представлены результаты первого этапа моделирования. Второй этап моделирования предполагает использование полученных зависимостей доли поглощенной лазерной энергии от времени  $\delta_{abs}(t)$  и потока поглощенного излучения  $W_t(t, \theta_m, \varphi_n)$  от времени для различных точек  $(\theta_m, \varphi_n)$  для формирования заданного поглощенного потока в соответствии с выражением

**Таблица 3.** Параметры двумерных расчетов при случайном дисбалансе энергий в лазерных кластерах в пределах 8%. Для каждого из расчетов приведен соответствующий отрезок на карте поглощенной энергии (второй столбец), определяющий условия поглощения и набор одномерных расчетов для формирования начальных распределений, значения кинетической и внутренней энергий DT-топлива на начало расчета (соответственно  $E_{k0}^{DT}$  и  $E_{i0}^{DT}$ ), т. е. 10 нс, и результирующий нейтронный выход ( $N_Y$ )

№	Диапазон азимутального и полярного углов на карте поглощенной энергии	$E_{k0}^{DT}$ , Тэрг	$E_{i0}^{DT}$ , Тэрг	$N_Y$ , $10^{18}$
1	$\varphi = 0, 0 \leq \theta \leq 180^\circ$	0.7462	0.0508	5.2
2	$\varphi = 46^\circ, 0 \leq \theta \leq 180^\circ$	0.7411	0.0504	4.6
3	$\varphi = 90^\circ, 0 \leq \theta \leq 180^\circ$	0.7442	0.0506	5.3

$$Q_a(t, \theta_m, \varphi_n) = Q_L(t) \delta_{abs}(t) W_i(t, \theta_m, \varphi_n).$$

Отметим, что зависимости  $W_i(t, \theta_m, \varphi_n)$  нормируются таким образом, что их средние значения по всему телесному углу равны единице. Выполнение одномерных расчетов проводилось по программе ДИАНА и было направлено на получение диапазона параметров имплозии базовой мишени при различных условиях поглощения. Исходной варьируемой величиной является поглощенная лазерная энергия  $E_t = \int W_t dt$ , поэтому естественным представляется получение зависимостей величин, характеризующих эффективность сжатия и горения мишени, от ее значения. Одним из таких параметров является коэффициент термоядерного усиления  $G$ . На рис. 6 приведены соответствующие зависимости для трех серий одномерных расчетов: с одинаковыми энергиями пучков и мишенью в центре наведения пучков (К1) [16], со случайными отклонениями энергии пучков от номинальных значений без сдвига мишени (К2) и с одинаковыми энергиями пучков и сдвинутой мишенью (К3). Увеличение значения  $G$  при росте поглощенной лазерной энергии обусловлено повышением доли выгорания DT-топлива  $\Phi$ :

$$G \sim m_{DT} \Phi,$$

которая, в свою очередь, растет из-за роста толщины  $(\rho R)_{DT}$ :

$$\Phi = \frac{\rho R}{\rho R + H(T)},$$

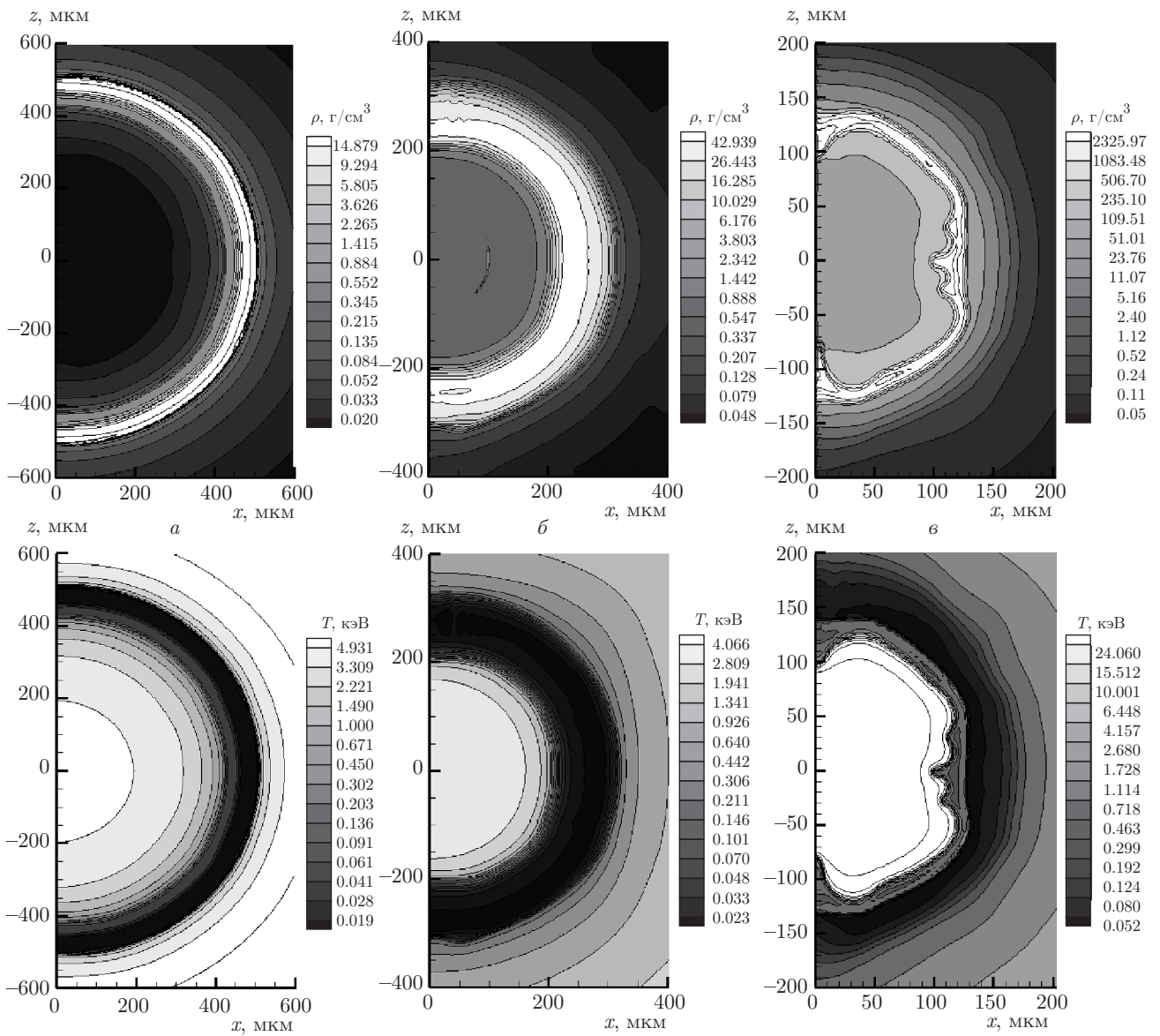
где  $m_{DT}$  — масса DT, а  $H(T)$  — функция, зависящая от сечения реакции D+T и тем самым от температуры [13, 27]. Соответствующий график приведен на рис. 7. Отметим, что в рассматриваемом небольшом диапазоне значений поглощенной лазерной энергии зависимости  $G(E_t)$  и  $(\rho R)_{DT}(E_t)$  являются почти

линейными. Очевидно, что данные функции можно представить в виде разложений в окрестности некоторой точки, в нашем случае соответствующей значению поглощенной энергии без учета каких-либо неоднородностей ее поглощения в мишени, где в первом приближении они будут линейными. Таким образом, графики, представленные на рис. 6 и 7, не противоречат физическим аспектам рассматриваемой задачи и характеризуют эффективность горения термоядерного топлива при конкретных условиях поглощения лазерной энергии. Существенно, что вслед за увеличением степени неоднородности поглощения лазерной энергии при переходе от первого варианта облучения к последнему наблюдается расширение диапазона возможных значений коэффициента термоядерного усиления, что при рассмотрении имплозии в двумерной или трехмерной геометрии будет означать увеличение как пространственной, так и временной неоднородности горения термоядерного топлива.

#### 4. ДВУМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ

С целью изучения влияния неоднородности нагрева мишени в двух случаях, описанных в предыдущих разделах, на ее параметры сжатия и горения в присутствии гидродинамических неустойчивостей были проведены две серии двумерных расчетов соответственно. Как уже было сказано, для моделирования использовалась программа NUTSY. Начальное состояние формировалось из набора данных, полученных в одномерных расчетах и взятых в момент времени 10 нс (время окончания действия лазерного импульса). Каждый конкретный одномерный расчет использовался для задания двумерных распределений в определенном секторе по полярному





**Рис. 8.** Распределения плотности и температуры, полученные при двумерном расчете, соответствующем случайному дисбалансу энергий лазерных кластеров в пределах 8 % в моменты времени  $t = 10.0$  (а),  $10.6$  (б),  $11.14$  (e) нс

углу, после чего проводилось сглаживание между секторами [20]. Данная техника хорошо себя зарекомендовала при анализе экспериментов по лазерному синтезу на установке «Искра-5» [20], а также используется зарубежными научными коллективами для предсказательного моделирования экспериментов на установке OMEGA [28].

Рассмотрим последовательно результаты двумерного моделирования, относящиеся к случаю наличия энергетического дисбаланса между лазерными кластерами и к ситуации сдвига мишени из центра фокусировки лазерных пучков. Двумерная геометрия дает возможность рассматривать про-

цесс имплозии в случаях, отличных от сферически-симметричного, однако по-прежнему требуется проведение серии расчетов для оценки диапазонов изменения параметров сжатия и горения мишени вследствие неоднородности нагрева всей ее поверхности. Двумерные расчеты могут быть представлены в виде отрезков прямых линий, соответствующих диапазону изменения полярного угла, на картах поглощенной лазерной энергии, приведенных на рис. 3 и 5, в то время как одномерные расчеты являются отдельными точками на них. Выбирая различные отрезки и точки, их определяющие, во-первых, мы фиксируем начальные для двумерного моделирова-

**Таблица 4.** Параметры двумерных расчетов в случае сдвига мишени из центра наведения пучков вдоль координатной оси на 80 мкм. Дополнительно к параметрам, приведенным в табл. 3, даны также значения момента времени максимального сжатия мишени и средней температуры DT

№	Диапазон азимутального и полярного углов на карте поглощенной энергии	$E_{k0}^{DT}$ , Тэрг	$E_{i0}^{DT}$ , Тэрг	$\eta_E$	$t_{mc}$ , нс	$\langle T^{DT} \rangle$ , кэВ	$N_Y$ , $10^{18}$
1	$\theta = 90^\circ$ , $0 \leq \varphi \leq 180^\circ$	0.7443	0.0519	0.8897	11.14	0.95	0.07
2	$\varphi = 0$ , $0 \leq \theta \leq 180^\circ$	0.7176	0.0462	0.9346	11.24	1.9	5.15
3	$\varphi = 180^\circ$ , $0 \leq \theta \leq 180^\circ$	0.7679	0.0570	0.9520	11.05	1.7	0.96

ния распределения физических полей, во-вторых, задаем максимальную амплитуду возмущений и доминантную гармонику на начало расчета.

Для случая неоднородности облучения вследствие дисбаланса энергии между лазерными кластерами в пределах 8% ( $\epsilon = 0.08$ ) были выбраны отрезки вдоль оси  $\theta$  (от 0 до  $180^\circ$ ) при фиксированных углах  $\varphi = 0$ ,  $\varphi = 46^\circ$  и  $\varphi = 90^\circ$ . Последующее двумерное моделирование показало, что максимальное значение нейтронного выхода  $N_Y$  в этой серии расчетов составило  $5.3 \cdot 10^{18}$ , а минимальное —  $4.6 \cdot 10^{18}$ , что почти совпадает с диапазоном изменения  $N_Y$  в случае учета неоднородности нагрева мишени только за счет предполагаемой конструкции многопучковой лазерной системы — от  $2.6 \cdot 10^{18}$  до  $5.4 \cdot 10^{18}$ . Соответствие выбора отрезка на карте поглощенной энергии (рис. 3), т. е. начального состояния мишени, и значения нейтронного выхода приведено в табл. 3. Анализ двумерных распределений, полученных в данной серии расчетов, для одного из которых распределения плотности и температуры приведены на рис. 8, показывает, что дисбаланс энергии в лазерных кластерах не приводит к значительным нарушениям симметрии сжатия, поэтому величина нейтронного выхода фактически определяется величиной поглощенной лазерной энергии в каждом конкретном случае. Таким образом, наибольший нейтронный выход соответствует большей поглощенной энергии, а наименьший — меньшей.

При сдвиге мишени из центра наведения пучков карта поглощенной лазерной энергии за все время действия импульса выглядит существенно другим образом, чем при наличии случайного дисбаланса энергии между лазерными кластерами, а именно, содержит в основном длинноволновые возмущения в качестве доминантных (будем обозначать индексом « $d$ » величины, характеризующие доминантные возмущения). Для рассматриваемого смещения на 80 мкм вдоль оси  $x$  авторами были выбраны отрезки на рис. 5а вдоль оси  $\theta$  (от 0 до  $180^\circ$ ) при фиксированных углах  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 180^\circ$ , а также вдоль оси  $\varphi$  (от 0 до  $180^\circ$ ) при фиксированном угле  $\theta = 90^\circ$ . Значения нейтронного выхода при этом составили  $5.15 \cdot 10^{18}$ ,  $9.6 \cdot 10^{17}$  и  $7.0 \cdot 10^{16}$  соответственно (см. табл. 4). На рис. 9 приведены распределения плотности, температуры и скорости основной термоядерной реакции ( $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$ ) в момент максимального сжатия для этих расчетов. Видно, что расчеты № 2 и № 3 в этой серии достаточно близки к расчетам, соответствующим случайному дисбалансу энергий в лазерных кластерах, как по симметрии сжатия, так и по величине нейтронного выхода. Отметим, что расчет № 3, обладая большей поглощенной энергией и более высокой степенью однородности облучения, дает более низкий коэффициент усиления по сравнению с расчетом № 2. Этот факт связан с их различной гидродинамической эффективностью — большие значения подаваемой энергии на экваторе приводят к худшему сжатию, что видно на

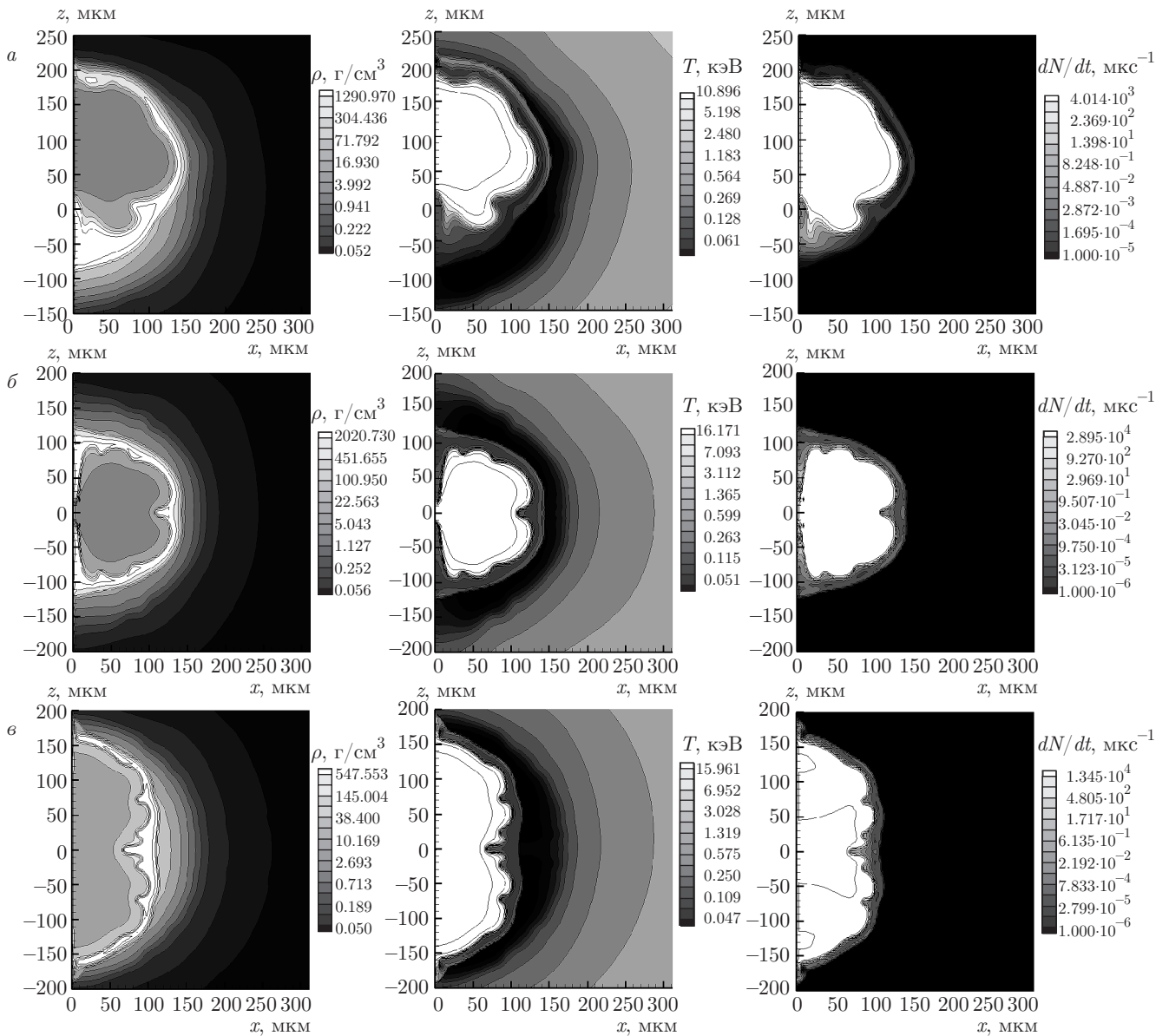


Рис. 9. Распределения плотности, температуры и скорости основной термоядерной реакции (D+T) для двумерных расчетов №№ 1–3 из табл. 4 в момент максимального сжатия  $t = 11.14$  (а),  $11.24$  (б),  $11.05$  (в) нс

рис. 9в. Расчет № 1 дает значительное снижение эффективности горения термоядерного топлива. Это объясняется наличием низкомодовых возмущений с модой  $l_d = 1$  и волновым числом  $k_d \approx l_d/R$ . Данный вид несимметрии приводит к значительному ухудшению условий преобразования кинетической энергии DT-оболочки, лежащей к центру, в тепловую энергию DT-газа. В результате не достигаются необходимые значения характеристик горячего центра, где должно происходить инициирование горе-

ния термоядерного топлива (см. табл. 4). Помимо этого само зажигание происходит в локальных областях (см. рис. 9а) и не распространяется на весь объем термоядерного топлива. Оба эти обстоятельства приводят к снижению нейтронного выхода на два порядка по сравнению с другими двумерными расчетами. Следует отметить, что учет подобных возмущений в трехмерной геометрии, скорее всего, будет приводить к еще большему нарушению симметрии сжатия и ухудшению эффективности горения

топлива. Существенно, что расчет № 1 подтверждает ранее сделанные выводы [20] о том, что снижение нейтронного выхода в рассматриваемых мишенях в первую очередь обусловлено неодновременностью и разнесенностью появления максимальных значений плотности и температуры.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано сжатие и горение термоядерной мишени прямого облучения, предназначенной для лазерных установок мегаджоульного уровня, в условиях пространственной неоднородности нагрева ее поверхности вследствие неоднородности поглощения лазерной энергии, обусловленной случайным дисбалансом энергий в лазерных кластерах и сдвигом мишени из центра фокусировки лазерных пучков. На основе нескольких взаимосвязанных серий одномерных и двумерных расчетов было показано, что отклонение энергий пучков от их номинальных значений в пределах 8 % не приводит к существенному нарушению симметрии сжатия, что, как следствие, сопровождается незначительной вариацией нейтронного выхода от расчета к расчету. Это же справедливо для больших отклонений (вплоть до 16 %). Присутствие же низкомодовых гармоник, обусловленных сдвигом мишени из точки пересечения лазерных пучков, напротив, серьезным образом ухудшает условия в центральной области и тем самым, снижая значения средней температуры и параметра  $\rho R$ , препятствует распространению волны горения из-за крупномасштабных временной и пространственной неоднородностей горячего центра. В этом случае даже сдвиг на расстояние от центра камеры, равное 5 % от начального радиуса мишени, является существенным негативным фактором для инициирования зажигания.

Авторы выражают признательность В. Г. Рогачеву за полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена в рамках развития Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ «МИФИ».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ **46**, 171 (1964).
2. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, J. Sov. Laser Res. **13**(5), 396 (1992).
3. M. Tabak, J. M. Hammer, M. E. Glinsky et al., Phys. Plasmas **1**, 1626 (1994).
4. С. Ю. Гуськов, Физика плазмы **39**, 1 (2013).
5. J. C. Fernández, B. J. Albright, F. N. Beg et al., Nucl. Fusion **54**, 054006 (2014).
6. D. S. Clark and M. Tabak, Nucl. Fusion **47**, 1147 (2007).
7. M. Murakami, H. Nagatomo, T. Johzaki et al., Nucl. Fusion **54**, 054007 (2014).
8. В. А. Щербаков, Физика плазмы **9**, 409 (1983).
9. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov, Phys. Rev. Lett. **98**, 155001 (2007).
10. G. H. Miller, E. I. Moses, and C. R. Wuest, Opt. Eng. **43**, 2841 (2004).
11. E. I. Moses, R. N. Boyd, B. A. Remington, C. J. Keane, and R. Al-Ayat, Phys. Plasmas **16**, 041006 (2009).
12. O. A. Hurricane, *Book of Abstracts of the 9th Int. Conf. on Inertial Fusion Sciences and Applications*, Seattle, USA (2015), p. 51.
13. J. D. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
14. M. J. Edwards, P. K. Patel, J. D. Lindl et al., Phys. Plasmas **20**, 070501 (2013).
15. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., Nature **506**, 343 (2014).
16. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., ЖЭТФ **148**, 784 (2015).
17. N. N. Demchenko, I. Ya. Doskoch, S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuchugov, V. B. Rozanov, R. V. Stepanov, G. A. Vergunova, R. A. Yakhin, and N. V. Zmitrenko, Laser Part. Beams **33**, 655 (2015).
18. N. N. Demchenko, S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuchugov, V. B. Rozanov, R. V. Stepanov, G. A. Vergunova, R. A. Yakhin, and N. V. Zmitrenko, *Book of Abstracts of the 9th Int. Conf. on Inertial Fusion Sciences and Applications*, Seattle, USA (2015), p. 77.
19. V. B. Rozanov, S. Yu. Gus'kov, G. A. Vergunova, N. N. Demchenko, R. V. Stepanov, I. Ya. Doskoch, R. A. Yakhin, N. V. Zmitrenko, and P. A. Kuchugov, *Book of Abstracts of the 33d European Conf. on Laser Interaction with Matter* (2014), p. 49.
20. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Н. В. Жидков, Н. В. Змитренко, Д. Н. Литвин, В. Б. Розанов, Р. В. Степанов, Н. А. Суслов, Р. А. Яхин, ЖЭТФ **138**, 524 (2010).
21. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **79**, 837 (1980).

22. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов, Труды ФИАН им. П. Н. Лебедева **134**, 32 (1982).
23. В. Б. Розанов, Н. Н. Демченко, КЭ **12**, 1895 (1985).
24. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев, И. И. Шеллапутин, Г. В. Шпатаковская, ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики **2**, 34 (1983).
25. В. Ф. Тишкин, В. В. Никишин, И. В. Попов, А. П. Фаворский, Матем. моделирование **7**(5), 15 (1995).
26. И. Г. Лебо, В. Ф. Тишкин, *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделирования*, Физматлит, Москва (2006).
27. W. J. Hogan, J. Coutant, S. Nakai, V. B. Rozanov, and G. Velarde, *Energy from Inertial Fusion*, IAEA, Vienna (1995), p. 457.
28. K. S. Anderson, P. W. McKenty, A. Shvydky et al., *Book of Abstracts of the 57th Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics*, Savannah, USA, UO4.00013 (2015).