

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ  
И ФОТОНИКА

УДК 621.039.61

ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ  
НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПРИ СЖАТИИ DT-МИШЕНИ ЛАЗЕРНОГО  
ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

© 2023 г. Р. А. Горелов<sup>1,\*</sup>, С. С. Лубнин<sup>1</sup>, Н. А. Шуклин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Военный инновационный технополис «ЭРА», Анапа, Россия

\*E-mail: era\_1@mil.ru

Поступила в редакцию 09.10.2023 г.

После доработки 11.01.2024 г.

Принята к публикации 20.01.2024 г.

Обсуждаются характерные особенности динамики сжатия мишени инерциального термоядерного синтеза. В частности, рассмотрена симметрия сжатия, от которой зависят максимально достижимая плотность горючего и перемешивание на границах разноплотностных слоев. Приведены основные факторы, влияющие на развитие гидродинамических неустойчивостей в мишенях прямого и непрямого облучения.

DOI: 10.56304/S2782375X23040046

ВВЕДЕНИЕ

Симметричное сжатие дейтерий-тритиевой мишени не позволяет в полной мере осуществить пуск управляемой термоядерной реакции. Отсутствие симметрии при сжатии связано с ростом гидродинамических неустойчивостей из-за наличия разнонаправленности градиентов давления и разной плотности граничащих сред [1]. Основные проблемы могут скрываться в неоднородности материала, искажении формы мишени, разности распределения полученной энергии из-за числа лазерных пучков, отсутствия энергии по пучкам, приходе пучков на мишень с разностью по времени и смещения оптической оси от центральной точки мишени.

Считается, что именно наличие гидродинамических неустойчивостей стало причиной неудачных экспериментов на установке NIF (США) с энергией 1.8 МДж [2]. Неустойчивостям сегодня уделяется огромное внимание как в экспериментальных, так и теоретических исследованиях.

Рассмотрим характерные особенности динамики сжатия мишени инерциального термоядерного синтеза, а именно, развитие перемешивания, которое приводит к падению температуры топлива, плотностей сжимаемых веществ, скоростей реакции и, как следствие, к уменьшению нейтронного выхода. Приведен способ, обеспечивающий горение мишеней с несимметричным сжатием с эффективностью, схожей с горением одномерно сжатых мишеней.

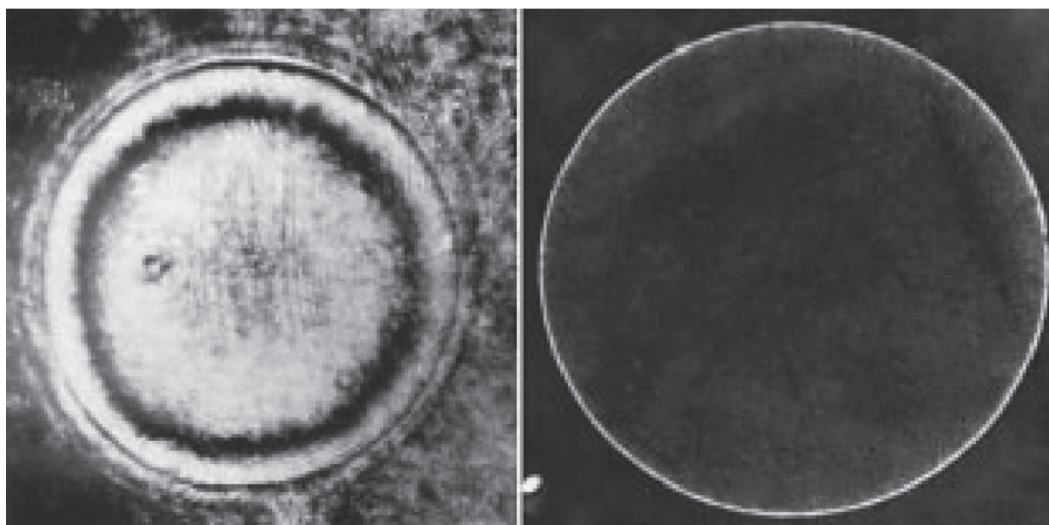
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ  
И УПРАВЛЯЕМЫЙ СИНТЕЗ

Для осуществления реакции синтеза легких ядер (дейтерия и трития) необходимо “перешагнуть” через силу отталкивания. Закон Кулона гласит, что сила увеличивается обратно квадрату расстояния между участвующими во взаимодействии ядрами. Исходя из этого для формирования новых элементов и выделения сверхнеобходимой энергии требуется выполнить работу, противоположную силе расталкивания. Современный исследовательский подход предполагает повышение температуры (~10 КэВ) веществ [3]. Именно большое количество частиц с повышенной кинетической энергией за счет повышения температуры способно преодолеть кулоновский барьер.

Преобладающее количество выделившейся энергии по сравнению с потраченной на нагрев плазмы позволит провести в полной мере оценку эффективности. Реакция синтеза, согласно критерию Лоусона, протекает при условии

$$(N\tau) \geq 10^{14} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3},$$

где  $N$  – плотность дейтерий-тритиевой (DT) смеси,  $\tau$  – время эффективного протекания реакции синтеза. Поэтому нагрева до высокой температуры топлива недостаточно, необходимо также выполнить сжатие мишени с высокой плотностью. Введение интегрального коэффициента при слу-



**Рис. 1.** Фотография стеклянной микросферы диаметром 470 мкм и толщиной стенки 1.2 мкм, наполненной смесью DT-газа под давлением 15 атм. Справа – снимок с рентгеновского микроскопа, слева – интерферограмма. Мишень разработана в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН для экспериментов на установке “Дельфин”.

чае сжатия до воспламенения DT-смеси есть не что иное, как обобщение критерия Лоусона [4, 5]:

$$T \geq 2-3 \text{ кэВ}, \quad \rho r = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (1)$$

где  $T$  – максимальная температура,  $\rho$  – максимальная плотность,  $r$  – минимальный радиус DT-мишени. Кумулирующая система определяет зависимость внешнего давления от времени, а также выбор материала обжимающей оболочки, от которого зависит достижение максимальной плотности DT-топлива, что соответствует условию (1).

#### СХЕМЫ ОБЛУЧЕНИЯ МИШЕНИ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

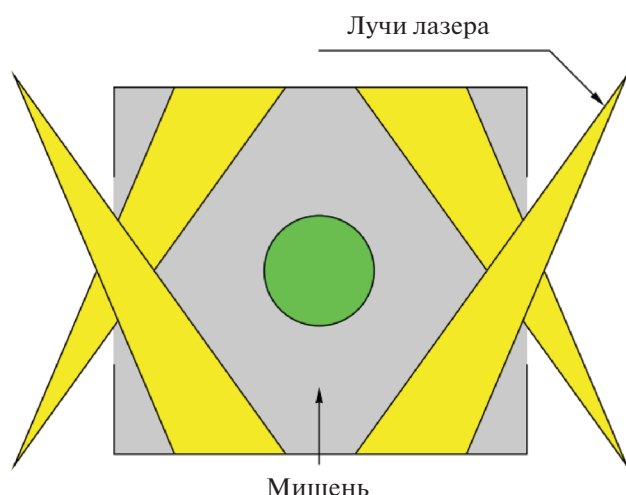
Сегодня возможны два пути решения. Первый – достичь однородности, используя множество лучей по всей площади мишени при равномерном распределении. Второй – непрямая схема с применением камеры, к примеру, из вольфрама, в которой имеются отверстия небольшого диаметра – хольраума. Второй способ преобразует излучение в мягкое рентгеновское, что обеспечивает наилучшие характеристики сжатия мишени, при этом будет наблюдаться достаточная равномерность облучения.

Кратко физические принципы, ставшие фундаментом, обеспечивающим сжатие веществ в высокой степени и достаточного коэффициента усиления энергии, описаны в [6]. На примере принципа прямого сжатия рассмотрим данный режим: микросферу (рис. 1), наполненную термоядерным топливом, с помощью многоканального лазера равномерно облучают со всех сторон. Воздействие греющего излучения на поверхность

мишени приводит к образованию плазменной короны (плазма с температурой в несколько килоэлектронвольт), направляющейся навстречу лучу лазера со скоростью  $10^7-10^8$  см/с.

Распространение греющего излучения вглубь мишени возможно лишь до области с критической плотностью электронов, где плазменная частота равна частоте излучения лазера. Критическая плотность  $n_{кр}$  связана с частотой лазера соотношением  $n_{кр} \sim \omega_0^2(\omega_0 - \text{частота лазера})$  и, к примеру, для лазера с длиной волны  $\lambda = 1.06$  мкм (неодимовый лазер) равна  $10^{21}$  см $^{-3}$ . В окрестности критической области происходит поглощение излучения, а отраженная часть поглощается плазмой. Основным механизмом поглощения является процесс, при котором электрон, поглощая излучение, рассеивается в поле иона (обратное тормозное поглощение). Развитие в плазме параметрических неустойчивостей приводит к образованию так называемых аномальных и резонансных механизмов поглощения. Эти механизмы играют важную роль наряду с классическим обратным тормозным механизмом поглощения вблизи критической плотности [7].

Рассмотрим подробнее режим непрямого сжатия. Для простых и сложных оболочечных мишеней, аспектное отношение  $R/\Delta R$  которых равно нескольким десяткам, допустимо осуществлять режим сжатия топлива до более высоких плотностей. Здесь  $R$  – радиус оболочки,  $\Delta R$  – ее толщина. Гидродинамические неустойчивости ограничивают сильное сжатие, связано это с отклонением движения оболочки во время ее ускорения и торможения в центре сферической симметрии. Основными причинами их проявления можно



**Рис. 2.** Схема непрямого сжатия мишени лазерного термоядерного синтеза.

назвать отклонения изначальной формы мишени от идеальной сферической, а также неоднородности распределения лазерных лучей по площади ее поверхности. Если происходит движение оболочки к центру, то это приводит к развитию неустойчивости, следствием этого может быть отклонение движения от сферически-симметричного, к турбулизации течения и в итоге к смещению слоев мишени и дейтериево-тритиевого горючего. Таким образом, в конечном состоянии могут образоваться включения, форма которых значительно отличается от сферы, а средняя плотность и температура заметно ниже величин, характерных для одномерного сжатия. Как следствие, начальная структура мишени (например, определенный набор слоев) может быть серьезно нарушена.

Физика такой неустойчивости сравнима с неустойчивостью, например, слоя ртути, находящегося на поверхности воды в поле силы тяжести. При этом наблюдается полное перемешивание ртути с водой, и ртуть окажется внизу. Схожая ситуация может наблюдаться при ускоренном движении к центру вещества мишени, имеющей нетривиальную структуру, или в общем случае при существовании градиентов плотности и давления.

Требования к качеству мишеней достаточно строги. Например, неоднородность толщины стенки микросферы должна быть не более 1%, а однородность распределения поглощения энергии по поверхности мишени – 0.5%.

Идеи использования схемы непрямого сжатия напрямую связаны с возможностью снятия проблемы устойчивого сжатия мишени. Схема эксперимента в режиме непрямого сжатия показана на рис. 2. Лазерное излучение вводится в полость

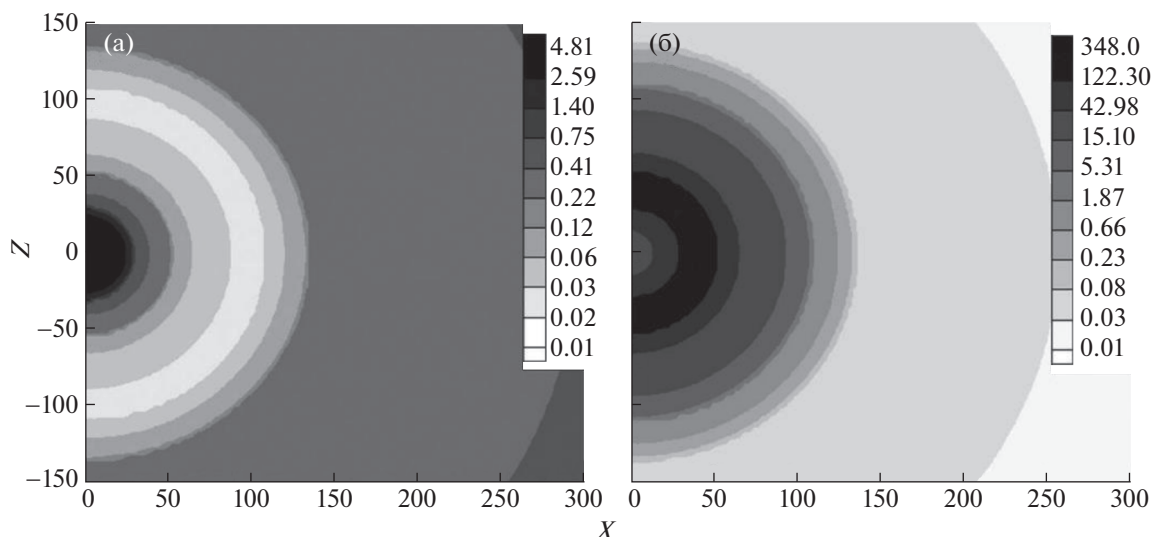
(хольраум), фокусируется на внутренней поверхности внешней оболочки, состоящей из вещества с большим атомным номером, например золота. Как говорилось ранее, до 80% поглощенной энергии преобразуется в мягкое рентгеновское излучение, которое разогревает и сдвигает внутреннюю оболочку. К плюсам данной схемы можно отнести возможность достичь более высокой однородности распределения поглощенной поверхности мишени энергии, а также упрощение схемы лазера и условий фокусировки, к недостаткам – энергетические потери на конверсию в рентгеновское излучение и сложность ввода излучения в полость.

### ПРОЯВЛЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ СЖАТИИ

На выполнение реальных условий зажигания также существенно влияют симметрия сжатия, от которой зависит максимально достижимая плотность горючего, и перемешивание на границах разноплотностных слоев, от которого зависят степень кумуляции и величина максимальной температуры в центре термоядерного топлива. Степень учета этих эффектов современными расчетными методиками пока не позволяет адекватно описать полученные результаты эксперимента. В последнее время стали расчетно учитывать поступление в виде струй тяжелого вещества обжимающей оболочки в центральный газ [8]. Образование струй происходит за счет возрастания мелкомасштабных возмущений, первопричиной которых являются структурные особенности материалов центральных оболочек и их поверхностей. Проведенные к настоящему времени расчеты по учету струйного перемешивания дают обнадеживающие результаты как для объяснения экспериментального нейтронного выхода, так и для уменьшения этого эффекта (а следовательно, повышения нейтронного выхода).

Гравитационная неустойчивость Рэлея–Тейлора и турбулентное перемешивание возникают при тангенциальном разрыве скоростей на контактной границе сред с разной плотностью при ее ускорении со стороны легкого вещества (в частности, при торможении обжимающей тяжелой оболочки центральным легким газом, а также при торможении и ускорении тяжелых оболочек слоя легкими слоями) [9–12]. Неустойчивость границы раздела двух разноплотных сред возникает также после прохождения через нее фронта ударной волны – неустойчивость Рихтмайера–Мешкова [13–15].

В [16] приведены данные, подтверждающие необходимость учета всех перечисленных выше факторов при описании реальных параметров сжатия мишеней. На лазерной установке Omega (США) были исследованы мишени двух типов.



**Рис. 3.** Распределения температуры (а) и плотности (б) симметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент максимального сжатия 11.42 нс.

В первом случае сферическая мишень имела оболочку из полистирола СН толщиной  $\sim 15$  мкм, покрытую слоем алюминия и наполненную тритием. Во втором случае на внутреннюю поверхность полистирола наносился слой дейтерированного пластика толщиной 1 мкм. Давление газа внутри мишени составляло  $\sim 10$  атм, сжатие инициировалось лазером с энергией 23 кДж.

В исследуемых мишенях при лазерном облучении и сжатии в случае достижения температуры вещества  $\sim 1$  кэВ начинается термоядерная реакция, в которой рождаются нейтроны. В первом варианте мишени рождение нейтронов происходит в результате реакции  $T + T = \alpha + 2n + 11.3$  МэВ. Во втором случае происходит перемешивание трития и оболочки из дейтерированного пластика, что приводит к инициации реакций  $D + T = \alpha + n + 17.6$  МэВ. Это приводит к увеличению нейтронного выхода примерно в 100 раз и свидетельствует о необходимости учета перемешивания оболочек.

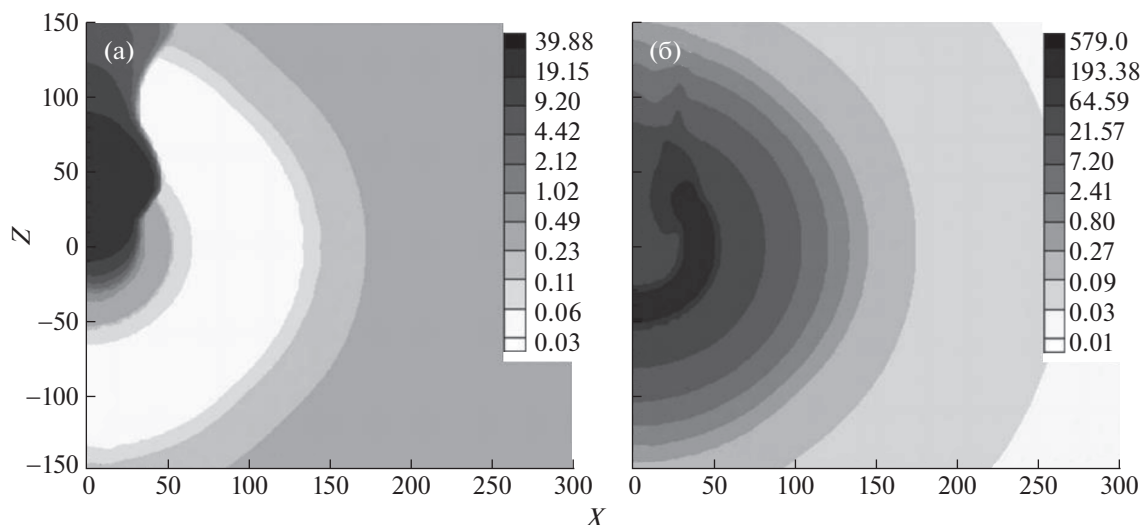
#### СПОСОБ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОМ СЖАТИИ МИШЕНИ

В [17] выдвинуто утверждение, что быстрое зажигание способно обеспечить горение несимметрично сжатых мишеней инерциального термоядерного синтеза с эффективностью, близкой к горению одномерно сжатых мишеней. В качестве мишени быстрого зажигания исследуется мишень, предложенная в [18] для лазерной энергии

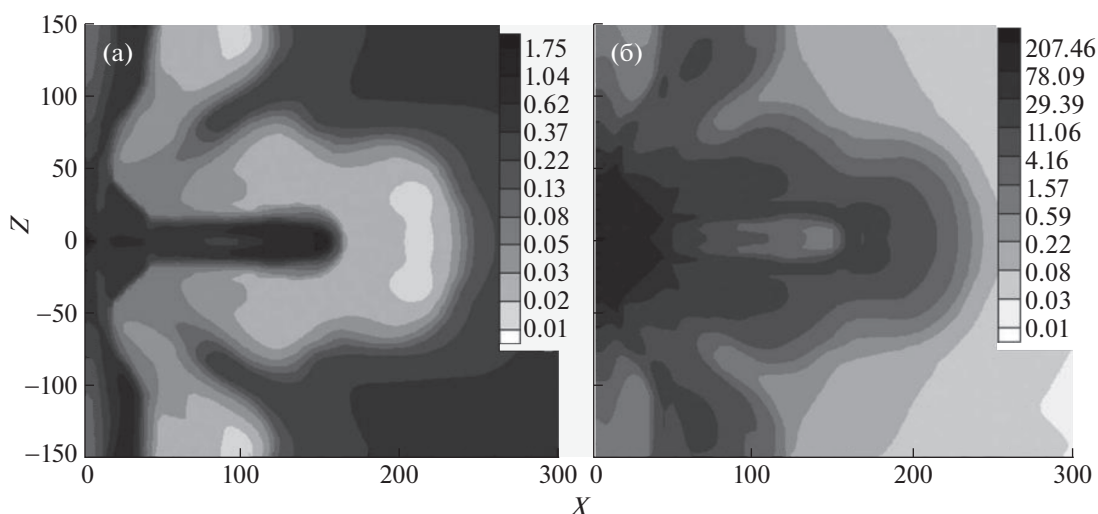
$\sim 130$  кДж. Она представляет собой полую оболочку из DT-льда толщиной 211 мкм и внешним радиусом 1044 мкм, заполненную DT-газом с плотностью  $0.1$  мг/см<sup>3</sup>. Предварительное сжатие мишени осуществляется под действием профилированного импульса третьей гармоники излучения Nd-лазера с контрастом по мощности  $\sim 20$  и длительностью 10.7 нс.

На рис. 3, 4 показаны распределения температуры (рис. 3а, 4а) и плотности (рис. 3б, 4б) в начальный момент времени расчета и в момент окончания действия греющего пучка. Значения максимальной плотности –  $342$  г/см<sup>3</sup>, поверхностной плотности –  $2$  г/см<sup>2</sup>, коэффициента усиления –  $75$  оказались несколько меньше, чем в расчетах [18], что, по-видимому, связано с различиями в использованных моделях уравнения состояния вещества. С целью моделирования сильной асимметрии сжатия рассматривалось облучение мишени заведомо малым числом (8 и 12) идентичных пучков. Неоднородность пространственного распределения поглощенной энергии 12 пучков составила  $\sim 19\%$ , восьми пучков –  $65\%$ . Двумерные расчеты показали, что быстрый нагрев обеспечивает зажигание мишени при обоих вариантах неоднородности облучения, хотя и приводит к снижению коэффициента усиления при увеличении степени неоднородности. Коэффициент усиления несимметрично сжатых мишеней составил 62 при облучении 12 пучками и 24 при облучении восемью пучками.

На рис. 5, 6 показаны распределения температуры (рис. 5а, 6а) и плотности (рис. 5б, 6б) расчета горения несимметрично сжатой мишени при облучении восемью лазерными пучками. Рисунок 5



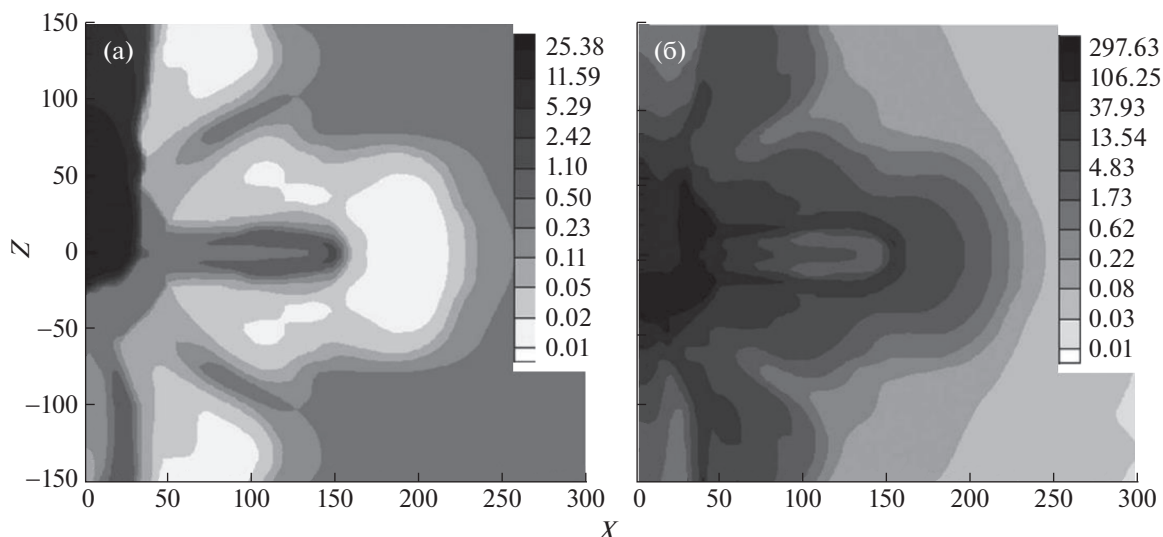
**Рис. 4.** Распределения температуры (а) и плотности (б) симметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент окончания нагрева пучком электронов 11.44 нс.



**Рис. 5.** Распределения температуры (а) и плотности (б) несимметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент достижения максимальной средней плотности 11.25 нс.

отвечает моменту начала нагрева пучком электронов, в который достигалась максимальная средняя плотность плазмы в центральной области радиусом 150 мкм, рис. 6 — моменту окончания нагрева. Нагрев осуществлялся вдоль оси симметрии  $Z$ , на которой полная поверхностная плотность составляет  $1.8 \text{ г/см}^2$ . Поверхностная плотность вдоль различных направлений, проходящих через центр координат, находится в диапазоне  $1.0\text{--}1.8 \text{ г/см}^2$ . Таким образом, в компактной мишени быстрого зажигания при энергии нагрева 20 кДж радиус греющего пучка 20 мкм и дли-

тельность нагрева 20 пс оказываются достаточными для формирования нагретой области с параметрами, обеспечивающими зажигание (рис. 6а). Эта область граничит с областью высокой плотности (рис. 6б), на которую распространяется волна реакций синтеза. Как показывает сравнение данных рис. 5б и 6б, условия распространения волны в случае несимметрично сжатой мишени хуже, чем в случае симметрично сжатой мишени. Однако важно отметить, что даже при неоднородности распределения поглощенной энергии 60% при облучении мишени всего лишь восемью пучками быстрый нагрев приводит к за-



**Рис. 6.** Распределения температуры (а) и плотности (б) несимметрично сжатой мишени быстрого зажигания в момент окончания нагрева пучком электронов вдоль направления оси двумерного расчета 11.27 нс.

жиганию мишени с коэффициентом усиления, превышающим 20.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Термоядерное воспламенение и горение DT-газа при его сферически-симметричном сжатии осуществлены как при сжатии газа оболочкой, так и при фокусировке ударной волны. Таким образом, при достаточно большой энергии и достаточно хорошей симметрии сжатия проблемы термоядерного воспламенения не существует.

Проблема возникает (и ее решение до сих пор не найдено) при использовании для сжатия других, гораздо менее энергоёмких источников энергии, например лазерного излучения – лазерный термоядерный синтез.

При большом уменьшении энергии сжатия (или, как говорят, энергии драйвера) сильно уменьшается возможная для зажигания масса термоядерной смеси, т.е. ее объем и характерный размер области зажигания. Поэтому сильно возрастают требования к необходимой симметрии и допустимой ширине зоны перемешивания. Невыполнение этих требований приводит в итоге к невозможности достижения условий зажигания в системах термоядерного синтеза.

В настоящее время интенсивно разрабатывается элементная база, и создаются проекты лазерных установок мегаджоульного уровня. Отметим, что запуск установок такого масштаба не только приблизит возможность создания термоядерного реактора на основе лазерного термоядерного синтеза, но и предоставит в распоряжение исследователей уникальный физический объект –

микровзрыв с энергосвободением  $10^7$ – $10^9$  Дж, мощный источник нейтронного, нейтринного, рентгеновского и  $\gamma$ -излучений. Это будет иметь не только большое общезначимое значение (возможность исследовать вещества в экстремальных состояниях, физики горения, уравнения состояния, лазерных эффектов и т.д.), но и позволит решить специальные задачи прикладного, в том числе военного, характера.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Taylor G.* // Proc. R. Soc. London. A. 1950. V. 201. P. 192.
2. *Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T. et al.* // Nature. 2014. V. 506. P. 343.
3. *Шиканов А.С.* // Соросовский образовательный журнал. 1997. Т. 8. С. 86.
4. *Вахрамеев Ю.С., Мохов В.Н., Попов Н.А.* // Атомная энергия. 1980. Т. 49. № 2. С. 121.
5. *Аврорин Е.Н., Феоктистов Л.П., Шибаршов Л.И.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 965.
6. *Крохин О.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С.* // Природа. 1976. Т. 11. С. 11.
7. *Силин В.П.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973. 289 с.
8. *Попов Н.А., Щербаков В.А., Минеев В.Н. и др.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 10. С. 1087.
9. *Birkhoff G.* Hydrodynamics. Princeton: Princeton Univ. Press, 1950. 186 p.
10. *Беленький С.З., Фрадкин Е.С.* // Труды ФИАН. 1965. Т. 29. С. 207.

11. *Richtmyer R.D.* // Commun. Pure Appl. Math. 1960. V. 13. P. 297.
12. *Мешков Е.Е., Никифоров В.В.* // Высокие плотности энергии. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997. С. 188.
13. *Мешков Е.Е.* // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1969. Т. 5. С. 151.
14. *Анучина Н.Н., Кучеренко Ю.А., Неуважаев В.Е. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1978. Т. 6. С. 157.
15. *Розанов В.Б., Лебо И.Г., Зайцев С.Г. и др.* Экспериментальное исследование гравитационной неустойчивости и турбулентного перемешивания стратифицированных потоков в поле ускорения в связи с задачами инерциального термоядерного синтеза. Препринт ФИАН № 56 М.: ФИАН СССР, 1990. 63 с.
16. *Wilson D.C., Sansgter T.C., Ebey P.S. et al.* // Proc. 10 IWPSTM. Paris. 2006. P. 36.
17. *Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Змитренко Н.В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 6. С. 381.
18. *Atzeni S., Schiavi A., Bellei C.* // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 052702.