

# АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПРЯМОМУ СЖАТИЮ КАПСУЛ НА ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»

*C. Ю. Гуськов<sup>a</sup>, Н. Н. Демченко<sup>a</sup>, Н. В. Жидков<sup>b</sup>, Н. В. Змитренко<sup>c</sup>, Д. Н. Литвин<sup>b</sup>,  
В. Б. Розанов<sup>a\*</sup>, Р. В. Степанов<sup>a\*\*</sup>, Н. А. Суслов<sup>b</sup>, Р. А. Яхин<sup>a</sup>*

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

*<sup>b</sup> Российский федеральный ядерный центр –  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

*<sup>c</sup> Институт математического моделирования Российской академии наук  
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 декабря 2009 г.

Проведен анализ и численные расчеты экспериментов по сжатию стеклянных капсул с DT-газом в условиях малопучкового облучения на установке «Искра-5» (12 пучков) на второй гармонике йодного лазера ( $\lambda = 0.66$  мкм) для энергии лазерного импульса 2 кДж при длительности 0.5 нс при несимметричном облучении и сжатии. Расчеты включают построение карты освещенности мишени и гистограммы распределения поверхности мишени по уровню освещенности; 1D-расчеты сжатия капсул по программе DIANA, соответствующие различным участкам поверхности мишени; 2D-расчеты сжатия по программе NUTCY, соответствующие условиям освещения. Удалось воспроизвести форму сжатой области в момент максимального сжатия и снижение нейтронного выхода (по сравнению с 1D-расчетами) до экспериментально наблюдаемых значений. Для условий установки «Искра-5» рассмотрены мишени, которые могут обеспечить более симметричное сжатие и более высокий нейтронный выход.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе рассматривается важная проблема влияния низкомодовой несимметрии, возникающей вследствие облучения мишени малым числом лазерных пучков, на степень сжатия капсул для инерциального синтеза [1–6].

К настоящему времени сформировались две основные концепции достижения устойчивого сжатия сферической оболочки-капсулы, содержащей термоядерное горючее. Одна из них состоит в симметричном прямом облучении оболочечной мишени большим числом лазерных пучков (в количестве нескольких десятков и даже сотен). Другая, получившая название «непрямое сжатие» или «непрямое облучение», основана на преобразовании лазерного

излучения внешним контейнером–конвертором в поток мягкого рентгеновского излучения, для чего также применяется большое число лазерных пучков. В рамках каждого из подходов необходимо преобразование частоты лазерного излучения, что, наряду с требованием использования большого числа пучков, усложняет конструкцию драйвера. В непрямой схеме дополнительные трудности представляют сложная процедура облучения мишени и большие потери: для нагрева и сжатия рабочей термоядерной капсулы используются только 10–20 % лазерной энергии [7]. Однако такая схема обеспечивает более высокую симметрию сжатия. Стоящиеся сейчас мощные лазерные установки NIF (США) и LMJ (Франция) спроектированы преимущественно для непрямого облучения, так что лазерные пучки сгруппированы в основном вблизи «полюсов» мишени. Тем не менее, необходимость уменьшения потерь энергии лазерного излучения

\*E-mail: rozanov@sci.lebedev.ru  
\*\*E-mail: romans@sci.lebedev.ru

привела к недавнему возрождению интереса к мишениям прямого облучения.

При общем, вполне оправданном, стремлении к осуществлению высокосимметричного сжатия капсул нам представляется интересным исследование сжатия при сильных отклонениях от симметрии, развития крупномасштабного гидродинамического перемешивания и его влияния на нейтронный выход, так как стадия коллапса практически всегда оказывается несимметричной (см., например, результаты, приведенные в работах [8, 9]), а также сопоставление экспериментальных результатов с предсказаниями различных моделей и результатами 1D- и 2D-расчетов. Для таких исследований большие возможности предоставляет лазерная установка «Искра-5». Анализу экспериментов на лазерной установке «Искра-5» по несимметричному прямому облучению микромишеней [10] посвящена основная часть данной работы.

Установка «Искра-5» [11], имеющая 12 каналов и использующая йодный лазер с длиной волн 1.315 мкм, позволила получить суммарную энергию излучения на второй гармонике ( $\lambda = 0.66$  мкм) на уровне 2.5 кДж, что соответствует суммарной мощности излучения 5 ТВт. Диаметр пятна с гауссовым распределением интенсивности в фокальной плоскости объективов составляет на полувысоте около 160 мкм. Распределение интенсивности по времени также близко к гауссовому с длительностью на полувысоте 0.5 нс.

Следует отметить, что проблема низкомодовых возмущений проявляется и в экспериментах на установках, обладающих возможностью высокой симметрии сжатия. Примером является 60-пучковая лазерная установка OMEGA [12] на неодимовом стекле с энергией до 30 кДж на третьей гармонике. На ней была реализована одна из схем, призванных сделать более симметричным прямое сжатие, которая получила название «Polar direct drive» (PDD) — полярное прямое сжатие [13]. Суть этой схемы состоит в смещении центров фокусировки части пучков по оси симметрии установки дальше от центра капсулы (т. е. пучки, идущие из «северного полушария», фокусируются в «южное полушарие»), за счет чего увеличивается освещенность «экваториальной» области мишени. Такая фокусировка приводит к увеличению углов падения соответствующих пучков на мишень, вследствие чего часть энергии лазерного излучения может трансформироваться в быстрые электроны. Эта проблема не до конца исследована применительно к схеме PDD, но в обычных условиях установки OMEGA доля быстрых электронов

в общем балансе поглощенной энергии лазерного излучения составляет 13–20 %, причем на отдельных стадиях облучения резонансные механизмы (в основном — возбуждение ленгмюровских волн с их последующим бесстолкновительным затуханием) являются доминирующими по сравнению с обратно-тормозным поглощением (см. [14]).

Низкомодовые возмущения появляются вследствие неточностей в продольной и поперечной фокусировках и дисбаланса энергии в пучках. Несимметрия с номером гармоники  $l = 10$  соответствует числу  $N$  пучков на установке OMEGA ( $N = 60$ ,  $l \sim N^{1/2}$ ). В экспериментах по сжатию капсул наблюдалась проявления несимметрии с  $l = 1, 2, 4$ –10.

Общей проблемой схем прямого облучения является рост потерь лазерного излучения по мере сжатия капсулы в связи с уменьшением диаметра абляционной поверхности. В работе [15] был предложен подход, получивший название «zooming» (подстройка): на разных стадиях сжатия мишень облучается пучками, размер которых оптимизирован для текущего радиуса абляционной поверхности. Эта схема позволяет эффективно использовать особенности конструкции установки LMJ [16]. Дальнейшие исследования (см. [17]) показали, что для использования мишеней прямого облучения с пучками, сконфигурированными для непрямого облучения, на LMJ не обязательно смещать центры фокусировки пучков: вместо этого можно задействовать только те лазерные каналы, которые, согласно работе [18], обеспечат освещенность, близкую к сферически-симметричной. Авторы схемы [17] приводят результаты 2D-расчетов (включающих 3D-трассировку лазерного излучения), согласно которым термоядерный выход мишени для прямого сжатия на установке LMJ составил 32 МДж для энергии лазерного излучения, доставленной на мишень, равной 1 МДж.

В работах [2, 3] независимо от цитированных выше публикаций обсуждалась методика подстройки в случае двухпучкового прямого облучения мишени, покрытой пористым абсорбером. Каждая пара пучков при распределении интенсивности по сечению пучка вида  $1/\cos\Theta$  ( $\Theta$  — угол, определяющий «широту» освещаемой области) обеспечивает симметричное освещение сферической мишени. При этом последовательно по времени включаемые пары пучков фокусируются в пятно меньшего размера в соответствии с уменьшением радиуса мишени при сжатии.

Для сокращения потерь лазерного излучения авторами концепции PDD разработана модифициро-

ванная схема «Saturn-Target» [19], заключающаяся в окружении «экватора» капсулы кольцом из материала с малым зарядом ядра. Это кольцо почти не влияет на траектории лазерных лучей в начале импульса, но при приближении к стадии коллапса капсулы формирует плазменное облако, заворачивающее излучение к абляционной поверхности: таким образом, в схеме «Saturn» осуществляется пассивная автоматическая подстройка.

Для снижения лазерного импринта («впечатывания» начальных неоднородностей пучков) описанные выше методики, помимо значительного числа каналов облучения, требуют определенного временного профилирования лазерных импульсов, коррекции волнового поля пучков (как правило, фазовыми пластинами) и т. п., а в случае схем PDD и особенно «Saturn-Target» — весьма точной юстировки пучков и положения термоядерной капсулы в мишени камере, что ведет не только к удороожанию конструкции, но и к невозможности достижения высокой частоты повторений. Здесь уместно вспомнить, что Н. Г. Басов, формулируя требования к современной мишени инерциального термоядерного синтеза, одним из главных критериев ее эффективности считал возможность работы с мишенью при облучении малым числом лазерных пучков или кластеров пучков. Этому требованию, по нашему мнению, удовлетворяет схема мишени «Лазерный парник» (ЛП), предложенная в ФИАН [3] и способная, в принципе, устранить многие из перечисленных выше трудностей. В этой мишени поглощение лазерного излучения осуществляется в достаточно протяженном слое малоплотного (средняя плотность  $5 \cdot 10^{-4}$ – $2 \cdot 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>) пористого абсорбера. В зависимости от материала и способа приготовления такие среды имеют волокнистую или ячеистую структуру с различными размерами твердых элементов и ячеек (см., например, [20]). Концепция ЛП-мишени основана на особенностях процессов, происходящих при взаимодействии мощного лазерного излучения с малоплотными пористыми средами [4, 21, 22]. Применение пористых сред для задач ЛТС предлагалось и в других схемах мишеней. Следуя методу «wetted foam» [23], на поверхность сферической оболочки из DT-льда наносят достаточно толстый ( $\sim 170$  мкм) слой пористого вещества, пропитанный жидкой DT-смесью, который затем закрывают тонкой (3 мкм) пластиковой капсулой. Этот метод планируется применять для «прямых» экспериментов на установках NIF и LMJ. По результатам, приведенным в работе [24], это приводит к росту доли поглощенного лазерного излуче-

ния с 60 % до 85 %. В работе [25] предлагается использовать тонкий слой пористого вещества для снижения лазерного импринта путем предварительного формирования плазменной «шубы» под действием рентгеновского предымпульса. По нашему мнению, подобные схемы не используют в полной мере всех преимуществ, предоставляемых пористыми средами. Например, пропитка пористой среды делает процесс переноса энергии в такой системе похожим на перенос в сплошной среде, поэтому схема «wetted foam» не даст заметного снижения лазерного импринта по сравнению с традиционными мишенями прямого сжатия.

По указанным выше причинам интересно использовать конфигурацию облучения установки «Искра-5» для проверки возможности численного моделирования термоядерного горения в таких условиях хотя бы на качественном уровне. Эта задача включает также анализ тех физических эффектов, которые могут влиять на симметрию сжатия.

В данной работе представлены:

анализ условий облучения мишеней прямого сжатия на установке «Искра-5»;

результаты 1D- и 2D-расчетов сжатия мишеней и их сопоставление с экспериментом;

расчеты мишеней, позволяющих добиться увеличения нейтронного выхода при неизменной геометрии облучения, в том числе путем использования малоплотного абсорбера.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В экспериментах на установке «Искра-5» по прямому сжатию сферических мишеней использовались высокоаспектные сферические стеклянные капсулы диаметром 513–525 мкм с толщиной стенки 1.25–1.3 мкм, заполненные DT-смесью с давлением 3 атм. Напомним, что энергия излучения установки «Искра-5» для 12 пучков составляет 2.5 кДж, распределение интенсивности по времени является гауссовым с длительностью на полувысоте приблизительно 0.5 нс. Распределение интенсивности в фокусном пятне — гауссово, диаметр пятна на полувысоте равен 160 мкм, фокусное расстояние — 1.6 м, выходной диаметр лазерного пучка — 0.29 м. Поглощенная энергия в эксперименте не измерялась, ее можно определить из расчетов. Представление о геометрии облучения, распределении освещенности капсулы и результатах типичных экспериментов дают рис. 1 и табл. 1, 2. На рис. 1 представлена карта освещенности мишени на установке «Искра-5» и гистограмма распределения площади поверхности ми-

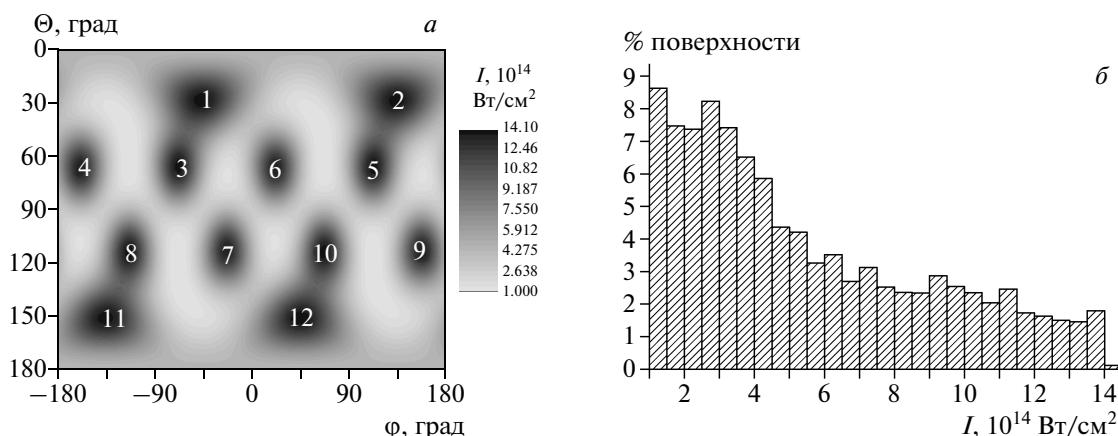


Рис. 1. Карта распределения интенсивности лазерного излучения и геометрия облучения экспериментальной мишени (а); гистограмма освещенности поверхности капсулы (б)

Таблица 1. Расположение лазерных пучков на поверхности сферы в установке «Искра-5»

$\Theta$ , град	$\varphi$ , град	$\Theta$ , град	$\varphi$ , град
28.5	$-45(1), 135(2)$	113	$-22.5(7), -112.5(8), 157.5(9), 67.5(10)$
67	$-67.5(3), -157.5(4), 112.5(5), 22.5(6)$	151.5	$-135(11), 45(12)$

шени по уровням освещенности. Соответствующие модель и метод расчета этих величин будут обсуждаться в разд. 3. Здесь мы приведем эти характеристики мишеней только для иллюстрации. Результаты, представленные на рис. 1, соответствуют максимальным во времени значениям интенсивности лазерного излучения. Расположение пучков по поверхности мишени описывается углами, приведенными в табл. 1 (цифры в скобках отвечают номерам каналов лазерных пучков, приведенным на рис. 1а). В экспериментальных условиях, как свидетельствует гистограмма (рис. 1б), освещенность капсулы высока только на небольших участках поверхности (приблизительно 10 % при  $I \geq 1 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) вблизи осей лазерных пучков.

Значения нейтронного выхода  $N_Y$ , зарегистрированного в экспериментах, представлены в табл. 2, где  $R_0$  — начальный радиус мишени,  $\Delta$  — начальная толщина оболочки мишени. Отметим, что в данной работе мы не обсуждаем влияние дисбаланса энергии в пучках и отклонения реальных позиций фокусировки пучков от представленных в табл. 1.

Фотографии сжатой области мишени, снятые с

Таблица 2. Нейтронный выход, зафиксированный в экспериментах

Параметры капсул:	$E_{las}$ , кДж	$N_Y$
$2R_0/\Delta$ , мкм		
518/1.23	1.8	$2 \cdot 10^8$
513/1.30	2.1	$6 \cdot 10^8$
525/1.25	1.7	$5 \cdot 10^9$

помощью рентгеновских камер-обскур с семи направлений, ориентированных примерно равномерно по сфере, приведены на рис. 2. На первом фрагменте рисунка для удобства на карту освещенности (рис. 1а) нанесены направления наблюдения камер-обскур и некоторые «опорные» линии для направления  $O_a$ : заштрихованная часть карты отвечает «тыльной» стороне капсулы, жирная линия — границе «верх–низ» на обскуромме, пунктирные линии — границе «справа–слева». Стрелка на карте, приведенная здесь только для обскуры  $O_a$ , с точно-

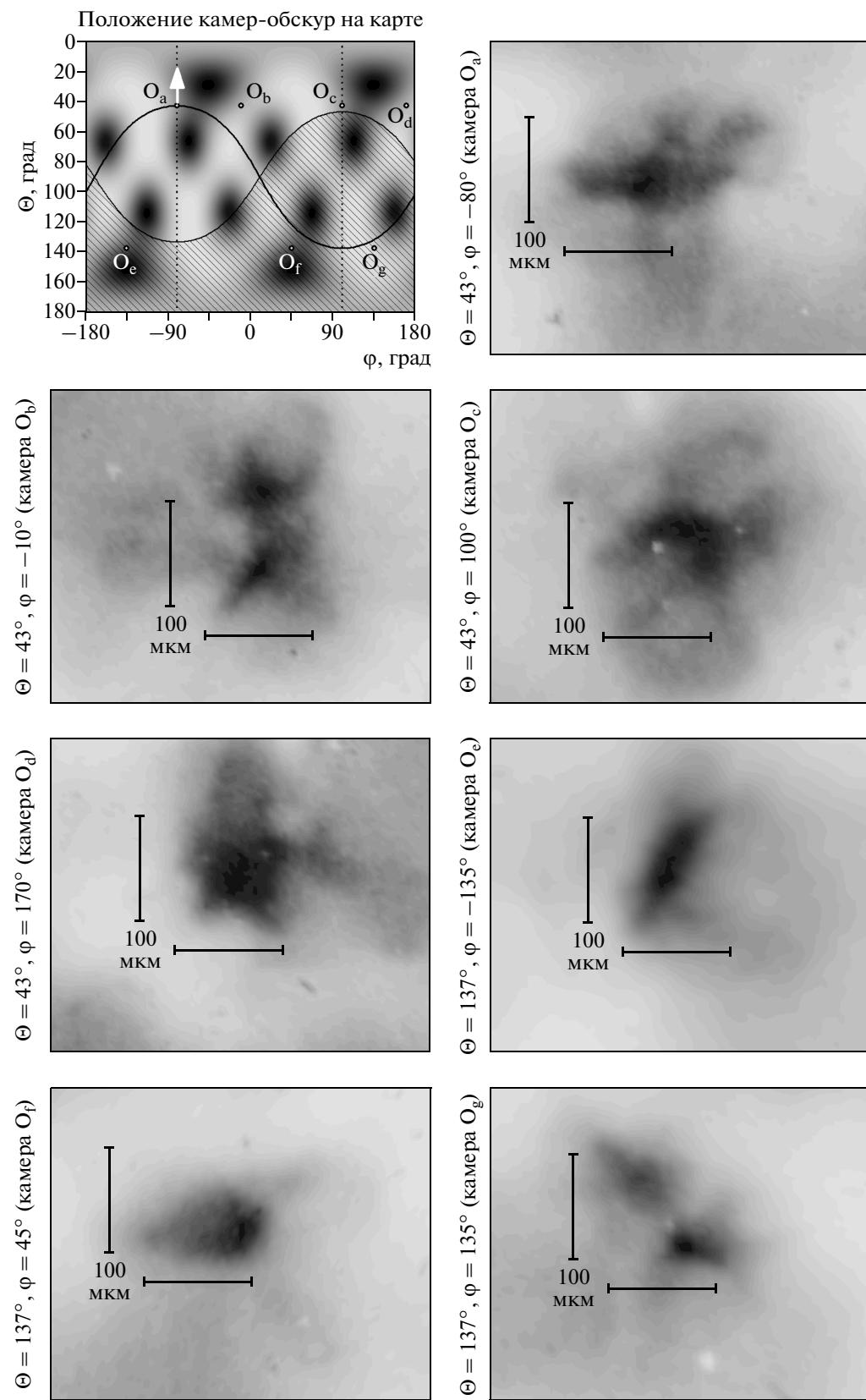


Рис. 2. Расположение камер-обскур на карте и полученные с их помощью изображения сжатой области мишени с различными направлениями

стью до погрешностей юстировки камер указывает направление на подвес мишени.

### 3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И РАСЧЕТЫ СИММЕТРИИ ОБЛУЧЕНИЯ И СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ

#### 3.1. Оценка эффективности поглощения лазерного излучения и влияния быстрых электронов

Как было сказано выше, на некоторых стадиях сжатия капсулы важную роль в поглощении лазерного излучения могут играть резонансные процессы, приводящие, в частности, к генерации быстрых электронов. Для качественной оценки этого эффекта по программе ATLANT-НЕ [26] был проведен модельный осесимметричный 2D-расчет, имитирующий воздействие одного лазерного пучка на оболочку капсулы. Объектом была выбрана пластиковая капсула мишени S, описанной ниже в разд. 4. Внешний радиус капсулы  $R_0$  составил 150 мкм, ее толщина  $\Delta_{\text{СН}}$  — 10 мкм. Форма лазерного импульса, падающего на сферическую капсулу, во времени и пространстве соответствовала экспериментальным условиям установки «Искра-5»: диаметр пятна и длительность импульса на полувысоте — соответственно 160 мкм и 0.5 нс. Схема «развертки» сферической оболочки на плоскость и постановка расчета приведены на рис. 3а. Фокус располагался перед плоской мишенью, имитирующей оболочку капсулы. Угол максимального отклонения лазерного луча от вертикали  $\chi_a$  составил 15.5°. Форма импульса после «развертки»  $I(r) = I_0 \exp(-r^2/a^2)$ , где  $I_0 = 1.3 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $a = 97.65$  мкм. Основные результаты приведены на рис. 3б, в и в табл. 3, где  $\delta_a$  и  $\delta_a^r$  — соответственно интегральные по времени доли полной поглощенной энергии и энергии, поглощенной вследствие резонансных процессов, по отношению к падающей на мишень энергией лазерного излучения.

Расчеты показали, что при интенсивности облучения более  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (что соответствует острой фокусировке пучков установки «Искра-5») поглощение за все время действия импульса не превышает 50 %. Кроме того, часть энергии может поглощаться за счет резонансных процессов, далее трансформируясь в энергию быстрых электронов, которые прогревают оболочку. Вследствие этого в фокусном пятне каждого лазерного пучка могут найтись области, в которых выполняются условия резонанс-

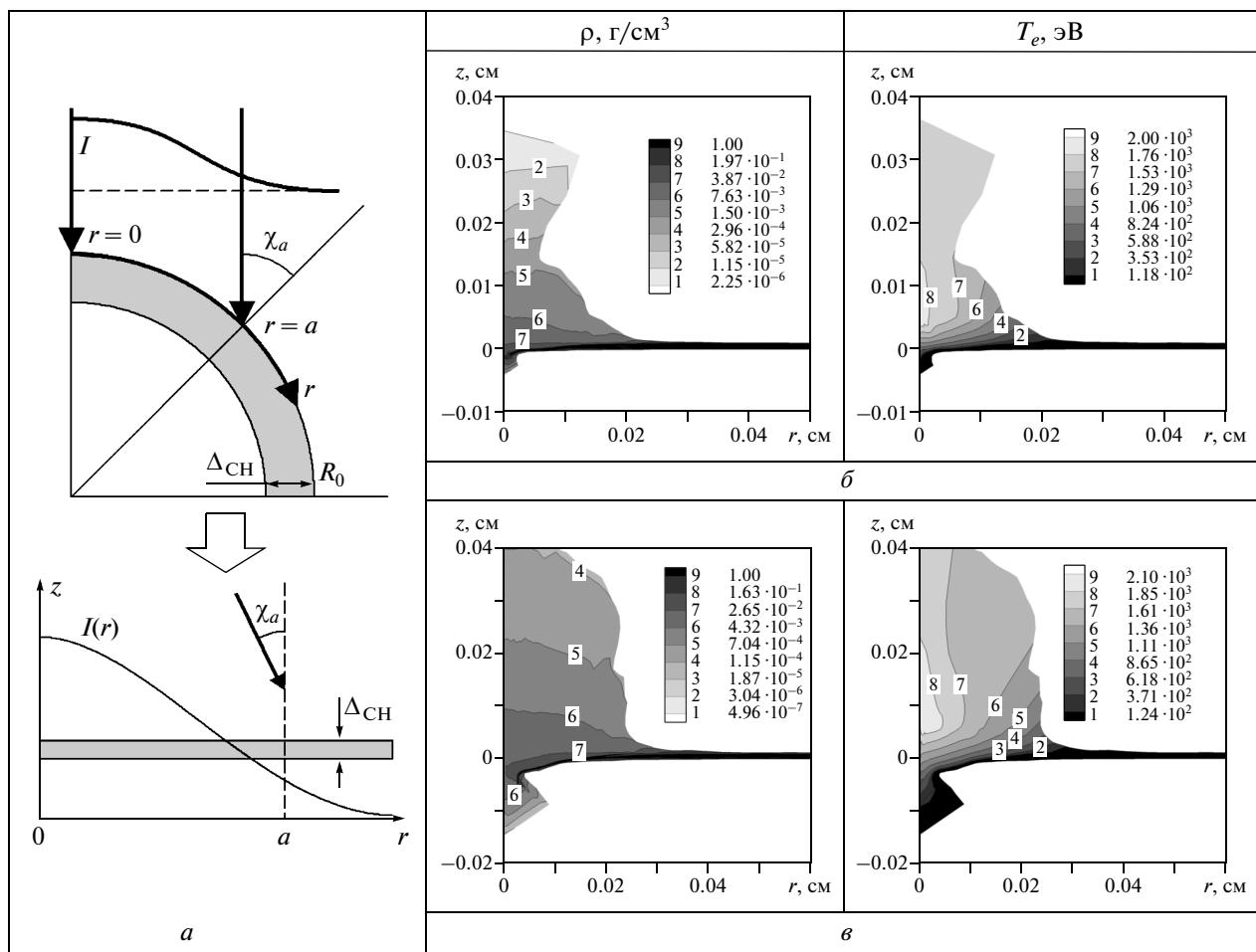
ного поглощения, а оболочка капсулы (или ее части), может быть разрушена (нагрета и расширена с уменьшением плотности), что отчетливо видно на рис. 3б, в. Снижение эффективности передачи энергии было учтено при постановке описываемых далее 2D-расчетов путем внесения соответствующих поправок.

Приведенные результаты следует рассматривать как оценку сверху, поскольку в расчете вектор поляризации лазерного излучения был направлен радиально от оси симметрии, тогда как излучение, генерируемое установкой «Искра-5», является линейно поляризованным. Можно предположить, что в рассматриваемых экспериментах область генерации быстрых электронов в окрестности осей лазерных пучков имела вид «восьмерки», а доля резонансных процессов в общем балансе поглощенной энергии была заметно меньше. В случае использования капсул меньшего диаметра ситуация осложнится тем, что будут перекрываться соседние пучки, в которых, вообще говоря, направления векторов поляризации не коррелируют.

В проведенных экспериментах условия облучения и параметры мишеней были выбраны для отработки диагностических и вычислительных методик. Для расширения круга перспективных экспериментов полезно определить, в какой степени можно управлять асимметрией облучения. С этой целью по модели, представленной в работах [4, 27] (краткое описание приведено ниже в разд. 3.2), были проведены расчеты, в которых показатель асимметрии определялся по уровням минимума и максимума угловой плотности мощности поглощенного лазерного излучения (или его интенсивности). Общий вывод можно сформулировать следующим образом: надлежащая фокусировка излучения приводит к улучшению симметрии. Кроме того, снижение интенсивности падающего на поверхность капсулы излучения приведет к уменьшению доли энергии, поглощаемой за счет резонансных процессов, и снизит риск разрушения оболочки быстрыми электронами.

#### 3.2. Схема постановки расчетов. 1D-моделирование

Анализ геометрии рассматриваемых мишеней и их освещенности говорит о том, что полноценное математическое моделирование процессов сжатия и горения может быть проведено только в полной трехмерной постановке. Вообще говоря, соответствующие 3D-коды (эйлеровы переменные или произвольный лагранжево-эйлеров метод) существуют (см.,



**Рис. 3.** Схема модельной задачи о генерации быстрых электронов в условиях установки «Искра-5» (а); рассчитанные распределения плотности и температуры в зависимости от времени  $t = 0.25$  (б),  $0.45$  (в) нс

**Таблица 3.** Временная зависимость доли полной поглощенной энергии и доли энергии, поглощенной за счет резонансных процессов

$t$ , нс	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
$\delta_a$	0.264	0.308	0.352	0.358	0.393	0.419	0.438	0.461	0.489
$\delta_a^r$	0.250	0.236	0.158	0.132	0.117	0.105	0.099	0.096	0.095

например, [28, 29]). Вместе с тем, такое моделирование в существенной степени осложняет физический анализ полученных результатов (поиск и выделение численных, искусственных эффектов, анализ трехмерных ситуаций на основе наглядных 2D-картин или 1D-разрезов и т. д.). Очевидно, что на проведение расчетов и, тем более, на их обработку требуются значительные ресурсы времени и вычислительной техники. Даже при наличии таких возмож-

ностей, как правило, не удается адекватно проанализировать возникающие физические ситуации. Во всяком случае, полномасштабный 3D-расчет должен быть подготовлен серией 2D- и упрощенных 3D-расчетов, дающих более ясное представление о возможных ситуациях.

Возникает вопрос: можно ли прогнозировать реальную физическую картину развития процесса, основываясь только на 1D- и 2D-расчетах? Мы

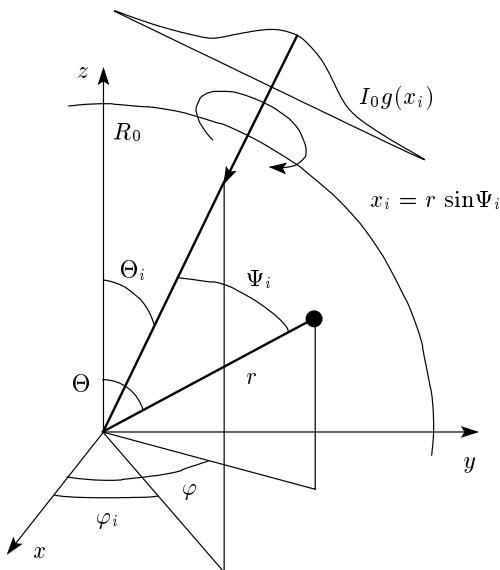


Рис. 4. Геометрия облучения сферической мишени (для некоторого  $i$ -го пучка)

предлагаем следующую схему исследования сжатия и горения мишени. Сначала на основе данных, предоставляемых картами освещенности, проводятся 1D-расчеты с рядом значений освещенности, заключенных между максимальным и минимальным значениями. Методика построения карт освещенности (а в случае пористого абсорбера — карт поглощенной энергии) представлена в работах [4, 27]. Здесь приведем ее краткое пояснение. Геометрия облучения задается набором углов  $\Theta_i$  и  $\varphi_i$ , характеризующих направление падения лазерных пучков, а поперечное распределение интенсивности в пучках — формфактором  $g$  (см. рис. 4, где  $R_0$  — радиус мишени). Угол  $\Psi_i$  определяется выражением

$$\cos \Psi_i = \cos \Theta \cos \Theta_i + \sin \Theta \sin \Theta_i \cos(\varphi - \varphi_i).$$

Угловая (т. е. на единичный телесный угол) плотность мощности поглощаемой энергии имеет вид

$$W_\Omega = \int_0^{R_0} \dot{\varepsilon}(r, \Theta, \varphi) r^2 dr,$$

где

$$\dot{\varepsilon} = \sum_{i=1}^N \dot{\varepsilon}_i(r, \Psi_i(\Theta, \varphi))$$

— суммарная объемная плотность мощности энергии, выделяющейся при взаимодействии со всеми  $N$  пучками,  $\dot{\varepsilon}_i(r, \Psi_i(\Theta, \varphi))$  — объемная плотность энергии, поглощаемой в единицу времени от  $i$ -го пучка.

Распределение освещенности мишени получается в предельном случае нулевого пробега фотона или нулевой глубины поглощения (доказательство приведено в работе [27]):  $W_{\Omega, i} \rightarrow I_0^0 R_0^2$ , где  $I_0^0 \equiv I^0(x_i)$  — освещенность единицы поверхности сферы  $i$ -м пучком.

Карты освещенности использовались для постановки задач для 1D-расчетов (далее — просто постановки расчетов), целью которых являлось определение типичных скоростей полета участков оболочки в зависимости от суммарной интенсивности падающего на них излучения. Изменение интенсивности моделировалось варьированием полной энергии лазера, скорость оболочки  $V_{max}$  оценивалась через начальный радиус  $R_0$  и время коллапса  $t_c$  как  $V_{max} = 2R_0/t_c$ .

Второй этап заключается в проведении на карте освещенности разрезов, возникающих при сечении капсулы плоскостями, проходящими через ее центр. Общий вид такого разреза описывается выражением

$$\cos \Theta = \frac{\cos \Theta_0 \cos(\varphi - \varphi_0)}{(1 - \cos^2 \Theta_0 \sin^2(\varphi - \varphi_0))^{1/2}},$$

где, например, для разреза «экватора», проходящего через точку наблюдения камеры-обскуры  $O_a$ , углы  $\Theta_0$  и  $\varphi_0$  равны соответствующим угловым координатам этой точки наблюдения (см. карту и линии на рис. 2). На построенных разрезах определялись «горячие» и «холодные» области и характерные значения освещенности. Для последних по гистограммам определялись площади участков поверхности капсулы, засвеченных излучением с выбранным значением интенсивности. На этом этапе возможно также применение какого-либо усреднения по азимутальному углу. В результате такого анализа формировался набор распределений освещенности по полярному углу, отвечающий наиболее типичным для заданной 3D-геометрии облучения 2D-ситуациям. Структура карты освещенности (см. рис. 1a) указывает на то, что таких ситуаций, отвечающих небольшому (3–4) числу значений азимутального угла, должно быть несколько. В таком приближении, оказавшемся в нашем случае вполне приемлемым (см. последующие разделы настоящей статьи), можно сосредоточиться на осесимметричных 2D-расчетах. Отметим, что подобный подход использовался при моделировании сжатия мишней — PDD [30].

Создание карт освещенности мишени играет значительную роль в определении начальных условий для проведения 2D-расчетов сжатия мишени, но не является, вообще говоря, окончательным этапом.

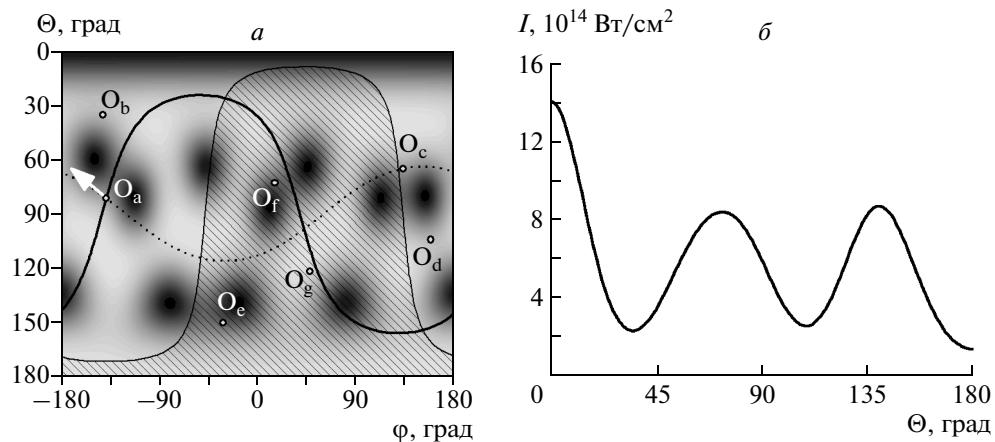


Рис. 5. а) Вид карты освещенности и положение камер-обскур на ней. б) Угловой профиль средней по азимутальному углу освещенности капсулы в повернутой системе координат

Непосредственным результатом анализа облучения мишени лазерными пучками должно быть задание распределения (в пространстве и времени) поглощенной энергии. Такое распределение можно получить, проследив за ходом каждого из лучей лазерного пучка (так называемый «ray tracing»). В этом подходе подводимая энергия в численном методе представляется большим ( $\sim 1000$ ) количеством лазерных лучей, распространение которых в среде описывается уравнениями геометрической оптики с учетом поглощения в силу тех или иных механизмов. Такой подход не свободен от ряда проблем как физического, так и численного характера. В частности, трудно предложить удовлетворительную модель учета генерации и переноса быстрых электронов. В связи с этим нами использовался другой подход. Картинки 2D-распределения поглощенной энергии (вместе с распределениями газодинамических и термодинамических величин) получались в достаточно обширной серии 1D-расчетов, учитывающих широкий спектр физических эффектов. Каждый из этих 1D-расчетов соответствовал тому или иному участку поверхности мишени на карте распределения освещенности (т. е. выполнялся для всей совокупности интенсивностей облучения, которая имеет место для данной системы лазер-мишень).

Потребность в поиске дальнейшего упрощения постановки конкретной 2D-задачи диктуется малым числом облучающих пучков и несимметричностью их распределения по поверхности капсулы. В рассматриваемой геометрии облучения удалось найти преобразования поворота системы координат, приводящие распределение освещенности на карте к ви-

ду, близкому к осесимметричному. Эти повороты переводят ось  $z$  («северный полюс») в центр одного из следующих лазерных каналов: 4, 6, 7 или 9. В дальнейшем для определенности будем использовать только вариант канала № 6. Карта освещенности (легенда та же, что и на рис. 1а), соответствующая этому варианту, приведена на рис. 5а (близость к осевой симметрии очевидна). На ней же указаны положения точек наблюдения камер-обскур, а также новые положения «опорных» линий, приведенных ранее на карте на рис. 2, и стрелки, указывающей направление на подвес мишени и вертикальной оси для камеры  $O_a$  — эта информация понадобится в дальнейшем для сравнения результатов 2D-расчетов с обскуограммами. На рис. 5б приведена зависимость средней по азимутальному углу освещенности от полярного угла.

Вообще говоря, усредненные распределения, разрезы и гистограмма содержат присущие только им части информации о распределении освещенности по поверхности мишени — например, о пространственной локализации или величине «горячих» и «холодных» участков — и взаимно дополняют друг друга. В рассматриваемом случае поворот системы координат приводит к тому, что значительная часть необходимой информации оказывается заключенной в усредненном по  $\varphi$  распределении. Это существенно упрощает процедуру постановки 2D-расчета.

Как было сказано в разд. 3.1, данные по освещенности мишени использовались при проведении серии одномерных расчетов, результаты которых, в свою очередь, использовались для постановки 2D-задач.

Таблица 4. Результаты 1D-расчетов сжатия мишеней

№ расчета	$E_{abs}$ , Дж	$t_c$ , нс	$\rho_{max}^{DT}$ , г/см <sup>3</sup>	$t$ максимума $E_{kin}$ , нс	Максимум гидро-КПД, %	$N_Y, 10^{11}$
1	2900	0.643	0.684	0.570	4.81	6.00
2	1797	0.736	0.757	0.656	6.75	5.40
3	1737	0.742	0.773	0.662	6.91	5.32
4	535	1.213	2.962	1.004	11.98	2.87
5	488	1.266	3.125	1.037	12.16	2.32
6	293	1.639	3.121	1.227	12.64	0.338

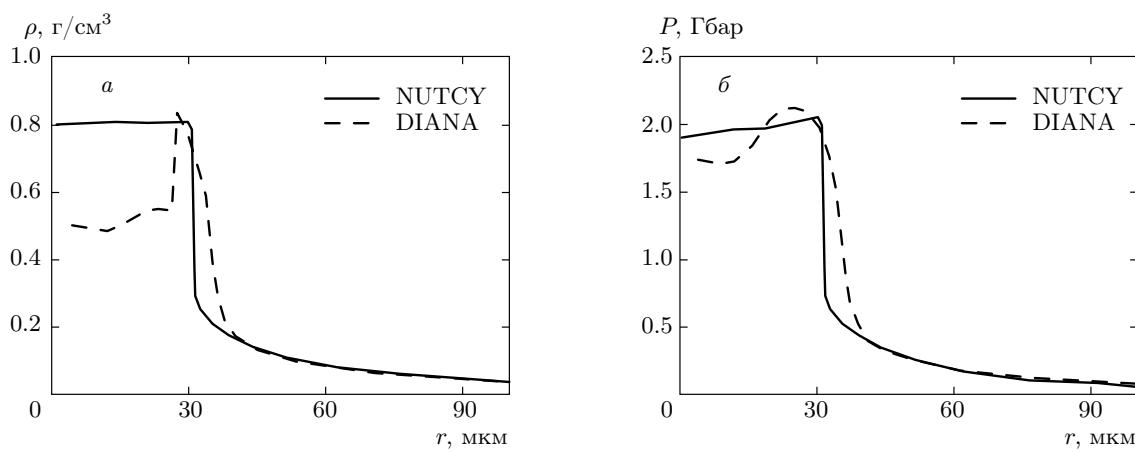


Рис. 6. Сравнение профилей плотности (а) и давления (б), рассчитанных по кодам DIANA и NUTCY

Временные характеристики лазерного импульса соответствовали условиям установки «Искра-5». Для одномерного моделирования использовалась двухтемпературная лагранжева программа DIANA [31], включающая обратно-тормозное поглощение в до-критической плазме (а при необходимости — поглощение при критической плотности), процессы электронной и ионной теплопроводности, потери на излучение, реальное уравнение состояния, кинетику ионизации, термоядерного горения и переноса  $\alpha$ -частиц. 1D-расчеты с разной поглощенной энергией и, следовательно, с разной интенсивностью лазерного излучения проводились с целью получения параметров, характеризующих сжатие и ускорение оболочки для разных (по-разному освещенных) участков сферической поверхности мишени. Так, из рис. 5б следует, что средняя освещенность меняется в диапазоне  $(1.4\text{--}14) \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. При коэффициенте поглощения около 50 % (см. разд. 3.1) и сим-

метричном облучении экспериментальной мишени поглощенная энергия, соответствующая максимальной интенсивности  $1.4 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, составляет приблизительно 2.9 кДж. Для других значений интенсивности постановка расчета формулировалась аналогичным образом. Результаты, относящиеся к шести экстремумам зависимости, представленной на рис. 5б, сведены в табл. 4.

### 3.3. Постановка и результаты 2D-расчетов

Для двумерного моделирования использовалась эйлерова программа NUTCY [32]. Она позволяет рассчитывать цилиндрически-симметричные задачи в однотемпературном приближении — т. е.  $T = 0.5(T_i + T_e)$  — с учетом электронной теплопроводности и обратно-тормозного поглощения лазерного излучения. В рассматриваемой задаче термоядерные реакции описывались в ло-

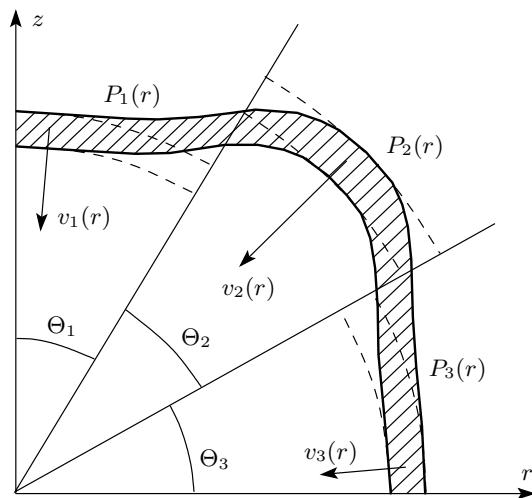


Рис. 7. Общая схема постановки 2D-расчета сферической мишени

кальном приближении стандартным способом:  $dN_{DT}/dt = n_D n_T \langle \sigma_{DT} \rangle V$ , где  $V$  — объем ячейки сетки. Обратное влияние термоядерного горения на динамику плазмы не учитывалось. Различие физико-математических моделей, заложенных в коды DIANA и NUTCY, указывает на необходимость сравнения методик. Расчеты в симметричной 1D-постановке показали, что при одинаковых начальных условиях программы дают близкие результаты: на рис. 6 приведены радиальные зависимости плотности и давления на момент  $t = 0.73$  нс для случая симметричного сжатия мишени на установке «Искра-5» (поглощенная энергия лазерного излучения составляет 1.2 кДж). Нейтронный выход, рассчитанный по коду NUTCY, оказывается несколько ниже.

Начальными данными для несимметричного двумерного расчета служила «склейка» результатов 1D-расчетов, проводившаяся при учете данных по угловому распределению освещенности. Схема постановки приведена на рис. 7 в предположении, что условия облучения симметричны относительно «экваториальной» плоскости, и на этапе анализа карт освещенности были выделены три существенно отличающиеся подобласти ( $\Theta_1$ — $\Theta_3$ ). Для каждой подобласти проводился 1D-расчет, позволявший на момент времени, примерно соответствующий началу спада интенсивности импульса, определить радиальные профили скорости  $v_i(r)$ , а также профили давления  $P_i(r)$ , плотности и т. п. На рис. 7 соответствующие положения оболочки капсулы показаны штриховыми линиями. На заключительном этапе прово-

дилось сглаживание распределений всех величин на границах подобластей. В окончательной постановке оболочки приобретала вид, подобный заштрихованной на рис. 7 области.

В результате анализа условий установки «Искра-5» были определены шесть секторов в диапазоне полярных углов от 0 до  $180^\circ$ , соответствующих шести экстремумам угловой зависимости средней освещенности (см. рис. 5б и табл. 4). Момент  $t = 0$  в 2D-расчете соответствовал 0.6 нс от начала лазерного импульса: мотивом для такого выбора являлась близость к коллапсу мишени в варианте №1 из табл. 4, что соответствует подлету к центру наиболее ускоренной части оболочки. Некоторые результаты 2D-расчета в такой постановке приведены на рис. 8, где в виде таблицы представлены распределения концентрации DT ( $C_{DT}$ ), плотности  $\rho$  и температуры  $T$  для нескольких моментов времени. Безразмерная концентрация  $C_{DT}$  здесь имеет следующий смысл:  $C_{DT}=1$ , если весь объем соответствующей счетной ячейки занят DT, тогда как ячейке, не содержащей горючего, соответствует значение  $C_{DT}=0$  (для вещества оболочки концентрация определена аналогично). При этом следует иметь в виду, что средняя плотность DT на момент максимального сжатия в двумерной программе определяется с учетом всех смешанных ячеек, которые возникают за счет развития двумерных эффектов и перемешивания, а также за счет численной диффузии концентрации. Процедура расчета плотности сводится к корректному определению эффективной границы DT-газа взамен «размазанной». Степень точности, которой мы достигаем при таком подсчете, оценивается для плотности как 10–20 %. На рис. 8 отмечены изолинии безразмерной концентрации вещества оболочки ( $\text{SiO}_2$ ) по уровню 0.7 и температуры по уровню 1 кэВ.

В момент  $t = 0.24$  нс (0.84 нс от начала импульса) было отмечено достижение максимальной плотности. Рассчитанный полный нейтронный выход составил  $4.1 \cdot 10^9$ , что близко к значениям, измеренным в эксперименте (см. табл. 2), и примерно в 100 раз меньше значений, полученных при 1D-моделировании (см. табл. 4). Нам не известно ни одного примера расчета, объясняющего столь значительную разницу между нейтронным выходом, измеренным во многих известных экспериментах, и соответствующими 1D-предсказаниями. Включение в 1D-расчеты различных моделей турбулентного перемешивания (см., например, работы [33, 34]), как оказалось, не приводит к такому масштабному снижению. На наш взгляд, это связано со следующим

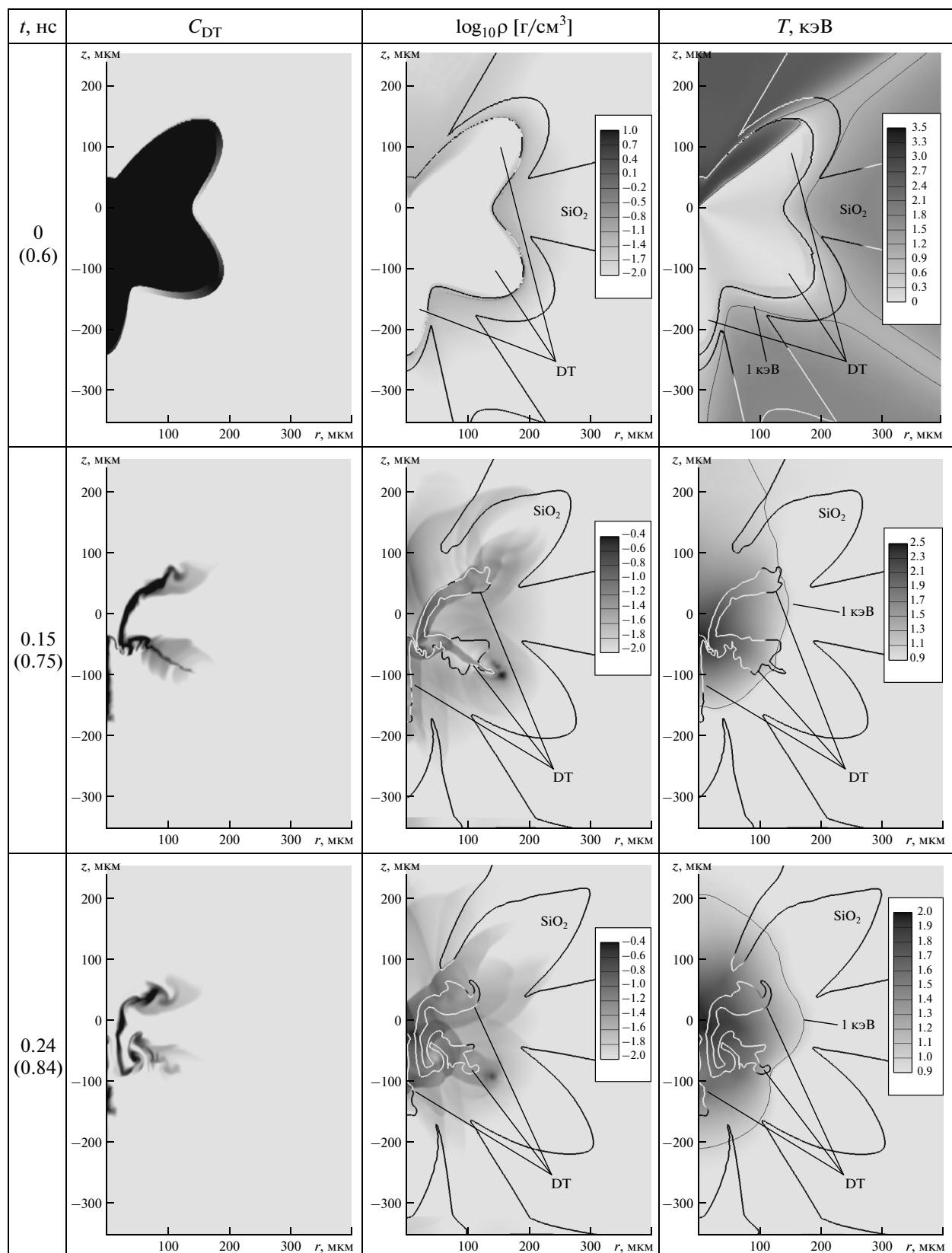


Рис. 8. Результаты двумерных расчетов экспериментальной мишени

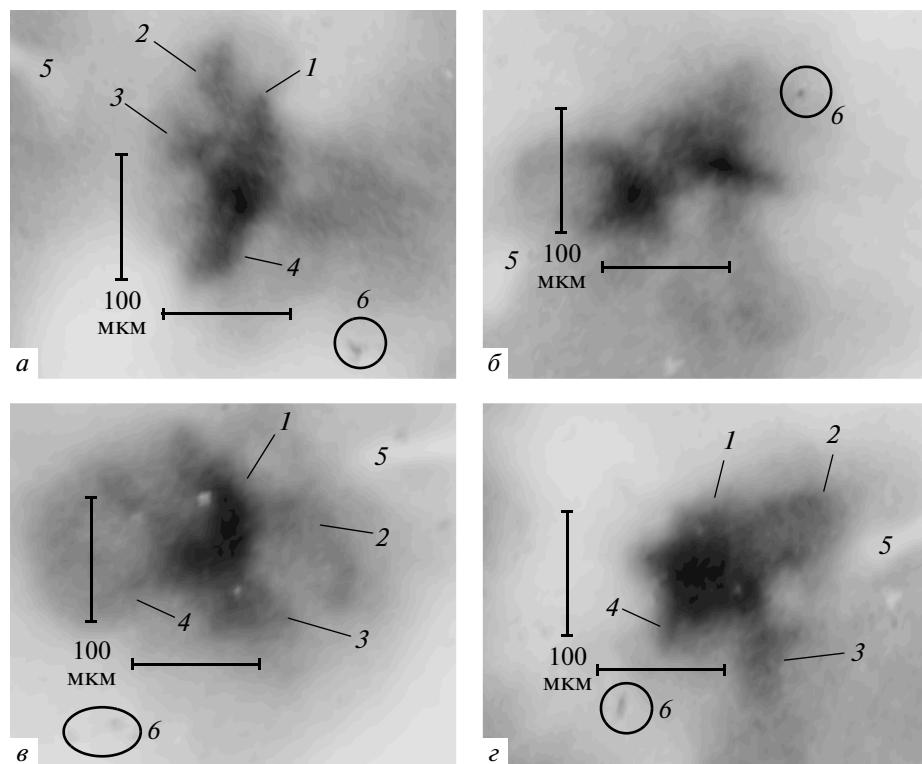


Рис. 9. Рентгеновские изображения сжатой области экспериментальной мишени с направлениями камер-обскур  $O_a$  (а),  $O_b$  (б),  $O_c$  (в),  $O_d$  (г), приведенные к системе координат, использованной в 2D-расчете

обстоятельством: такие расчеты остаются одномерными, т. е. максимумы концентрации горючего, температуры и плотности в них реализуются в одной и той же области. Анализ результатов, приведенных на рис. 8, позволяет выявить существенный факт: области, в которых при сжатии мишени достигаются максимумы указанных величин, разнесены в пространстве. Горючее после столкновений наиболее ускоренных частей оболочки оказывается почти полностью вытесненным из областей с максимальными плотностью и температурой. На распределении плотности в момент 0.15 нс видно схождение ударных волн в содержащих горючее «лепестках», образованных неоднородно ускоренной оболочкой. Эти волны инициируют термоядерные реакции, проходящие далее, в основном, в «лепестках» (см. далее рис. 10). К моменту времени 0.24 нс сформировалась картина с расходящимися после столкновений ударными волнами и фрагментацией области, занимаемой горючим, причем максимальные плотность (не превосходящая 0.4 г/см<sup>3</sup>) и температура достигают в веществе оболочки. Плотность основной части горючего в этот момент составляет 0.05–0.1 г/см<sup>3</sup>.

Как было сказано в разд. 2, измерительный комплекс установки позволял получать рентгеновское изображение сжатой мишени. Обскуроммы, полученные с камера  $O_a$ ,  $O_c$ ,  $O_d$  и  $O_f$ , в принципе, наиболее удобны для сопоставления с результатами 2D-расчета, так как лежат достаточно близко к «экваториальной плоскости» новой системы координат, в которой канал №6 находится на «северном полюсе» мишени (см. рис. 5а). Однако сравнение расчета с данными, полученными с камеры  $O_f$ , представляется трудность, поскольку изображение  $O_f$ , наряду с  $O_e$  и  $O_g$ , заметно отличается от картин, полученных с направлений  $O_a$ – $O_d$  (см. рис. 2), поэтому вместо данных с камеры  $O_f$  далее приведено изображение с камеры  $O_b$ . Следует также заметить, что в исходной системе координат камеры-обскуры  $O_a$  и  $O_c$  находятся на одном «меридиане», так же, как и пара  $O_b$ ,  $O_d$ , т. е. при идеальной юстировке должны давать изображения, близкие к зеркальному отражению друг друга. Причинами наблюдаемых различий могут быть как неточность поперечного наведения пучков (до  $\pm 100$  мкм по каждому направлению) и возможный дисбаланс энергии в пучках (до  $\pm 20\%$ ),

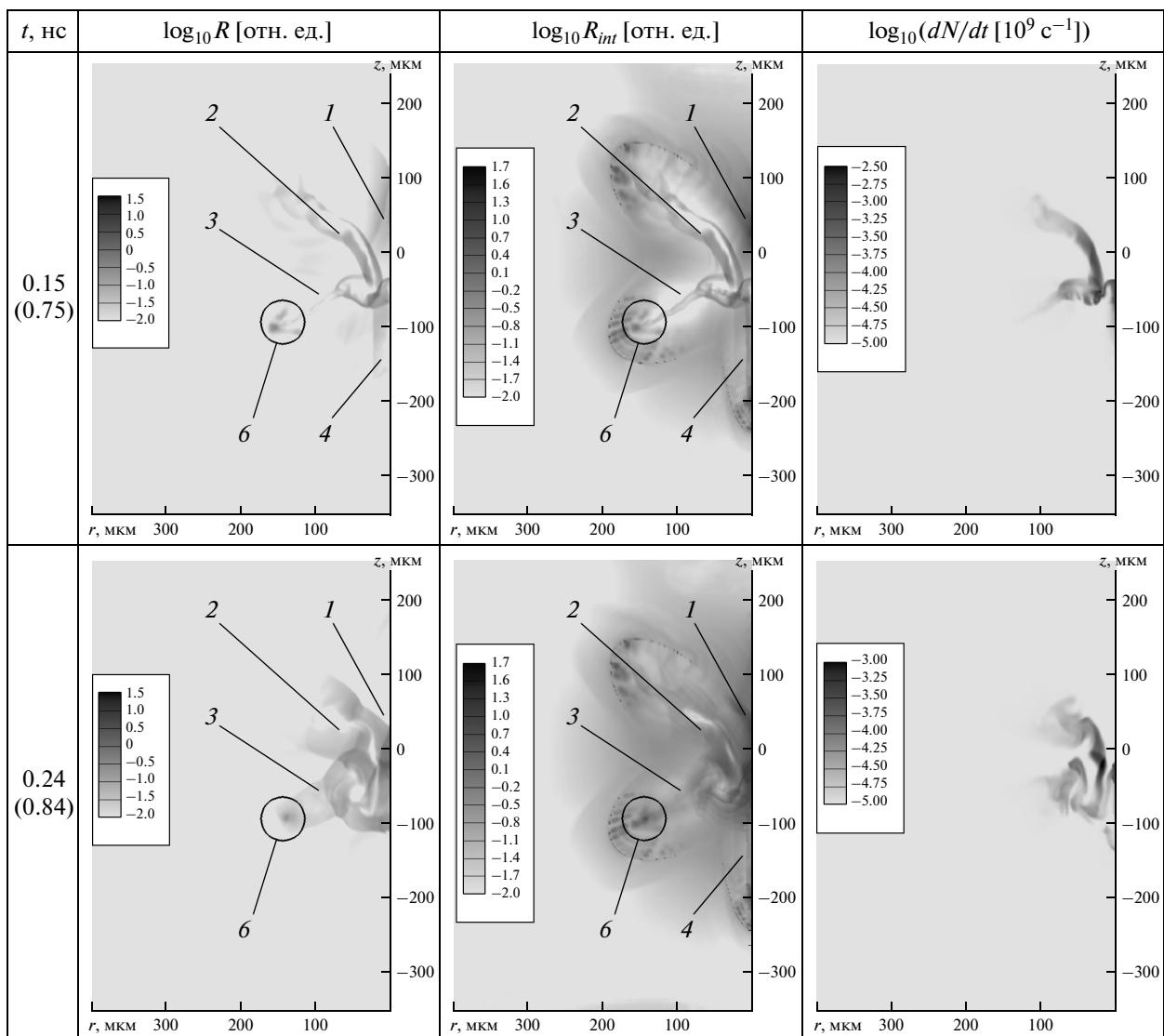


Рис. 10. Распределения мгновенной  $R$  и интегральной  $R_{int}$  по времени рентгеновской светимости мишени и мощности термоядерного горения  $dN/dt$

так и неточность позиционирования мишени — все это приведет к изменению положения «горячих» и «холодных» областей на поверхности капсулы мишени. На возможность такого объяснения косвенно указывает тот факт, что направления  $O_a-O_d$  лежат в «северном полушарии» мишени камеры установки, а  $O_e-O_g$  — в «южном».

При сравнении расчета с обскурограммами последние следует повернуть так, чтобы подвес мишени занял правильное положение в повернутой системе координат. Для направления  $O_a$  положение подвеса на рис. 5а условно отмечено белой стрелкой. Простой расчет дает следующие результаты для углов поворота: +70° для  $O_a$ , +110.5° для  $O_b$ , -82.5°

для  $O_c$ , -62° для  $O_d$ , здесь повороту по часовой стрелке соответствует отрицательное значение угла. На рис. 9 приведены повернутые обскурограммы: цифрами отмечены положения характерных элементов 3D-структуры сжатой мишени. Цифрой 5 отмечена тень от подвеса, цифрой 6 — фрагмент оболочки, по-видимому, отделившийся в результате схождения ударных волн.

Известно, что мгновенная мощность излучения элемента объема плазмы пропорциональна  $\rho^2 T^{1/2} \xi$ , где  $\xi = Z^3(1 + 2.4I/T)/A^2$ , а  $\rho$ ,  $T$ ,  $A$ ,  $I$ ,  $Z$  — соответственно плотность, температура, масса иона, потенциал ионизации и заряд иона плазмы. В интересующем нас диапазоне температур можно при-

близительно оценить величину  $\xi$  как  $\xi \approx 0.2$  для DT, и  $\xi \approx 9$  для  $\text{SiO}_2$ . Результаты, приведенные на рис. 8, позволяют сделать вывод, что вклад горючего в рентгеновское излучение мишени мал. На рис. 10 в логарифмическом масштабе с точностью до аддитивной постоянной приведены распределения мгновенной  $R$  и интегральной  $R_{int}$  по времени рентгеновской светимости мишени (в отн. ед.), полученные в расчете, а также мощность термоядерного горения  $dN/dt$ . Для удобства сравнения с обскуrogramмами приведены «левые части» мишени (так как картина симметрична относительно оси  $z$ ). Цифры и стрелки указывают на элементы структуры, идентичные, по нашему мнению, элементам, отмеченным на рис. 9.

Несмотря на артефакты постановки расчетов, присутствующие в виде внешней части «лепестков» на картинах интегральной светимости и частично связанные с завышением кратности ионизации на начальном этапе расчета, представленные данные свидетельствуют, что в расчете удается удовлетворительно воспроизвести не только нейтронный выход, но и основные особенности пространственной структуры и размеры (с точностью до 50%) сжатой области мишени, даже при сильно несимметричных условиях облучения (ср. рис. 9а и рис. 10). Наибольшее совпадение можно обнаружить между рассчитанными распределениями и обскуrogramмой, полученной с камеры  $O_a$ , близкой к «экватору» в повернутой системе координат, тогда как направление  $O_b$ , более близкое к полярной оси, позволяет заглянуть внутрь одной из «воронок», получающихся при 2D-расчете. Из приведенных на рис. 8–10 результатов можно сделать вывод, что плотная область мишени в эксперименте представляла собой совокупность относительно слабо ускоренных «ответвлений» (а не «лепестков», как в расчете) оболочки и существенно фрагментированного горючего. При этом рентгеновское излучение мишени генерировалось, в основном, при схлопывании «ответвлений» оболочки на поздней стадии сжатия. Тогда же инициировались термоядерные реакции во фрагментированном горючем, сжатом при таком схлопывании. Присутствие или отсутствие на обскуrogramмах тех или иных элементов структуры («ответвлений») может быть связано, как указано выше, с погрешностями в юстировке и балансе энергии в пучках. Учет этих эффектов в расчете — трехмерном по необходимости — должен привести к снижению нейтронного выхода и более точному согласию с экспериментальными результатами.

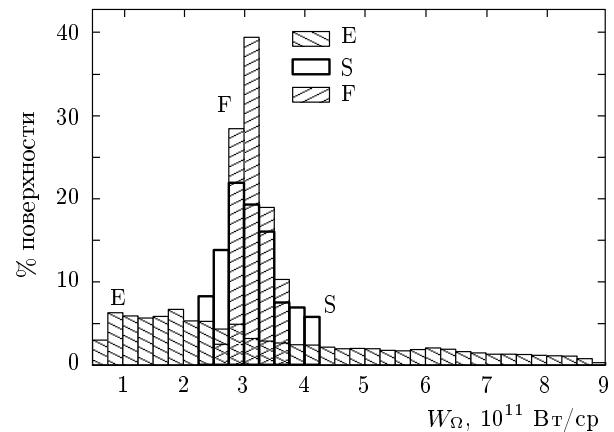


Рис. 11. Гистограммы освещенности поверхности капсулы в представлении мощности  $W_\Omega$  поглощаемого в единичном телесном угле излучения для различных радиусов пучков ( $R_b$ ), капсул ( $R_0$ ) и пен ( $R_f$ ). E —  $R_b = 80$  мкм,  $R_0 = 262.5$  мкм; S —  $R_b = 80$  мкм,  $R_0 = 150$  мкм; F —  $R_b = 150$  мкм,  $R_0 = 150$  мкм,  $R_f = 300$  мкм

#### 4. ВОЗМОЖНЫЕ СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ СИММЕТРИИ СЖАТИЯ МИШЕНЕЙ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»

В этом разделе рассмотрены две возможности улучшения симметрии облучения и сжатия мишени на установке «Искра-5». Одна из них состоит в согласовании размера мишени и фокального пятна лазера: мишень S (small) радиусом  $R_0 = 150$  мкм; напомним, что лазерные пучки на установке фокусировались в область диаметром  $2R_b \approx 160$  мкм. Другая возможность (мишень F — foam) заключается в покрытии капсулы — в нашем случае ею стала мишень S — пористым абсорбером из пены со средней плотностью  $12 \text{ мг}/\text{см}^3$  и толщиной 150 мкм (т. е. внешний радиус мишени  $R_f$  составил 300 мкм) при одновременной расфокусировке пучков до диаметра  $2R_b \approx 300$  мкм. Капсулы рассматриваемых мишени представляли собой сферическую оболочку из полизтилена (CH) толщиной 10 мкм (спектральное отношение  $A = 15$ , т. е. эти капсулы обеспечивают достаточно умеренную степень сжатия), заполненную DT-газом плотностью  $2.5 \cdot 10^{-3} \text{ г}/\text{см}^3$ .

На рис. 11 для сравнения приведены гистограммы освещенности мишеней S, F и экспериментальной E. В случае мишени с пористым абсорбером распределение освещенности в меньшей степени характеризует симметрию последующего сжатия, так как поглощение излучения происходит в протяженном слое абсорбера. По этой причине для сравнения

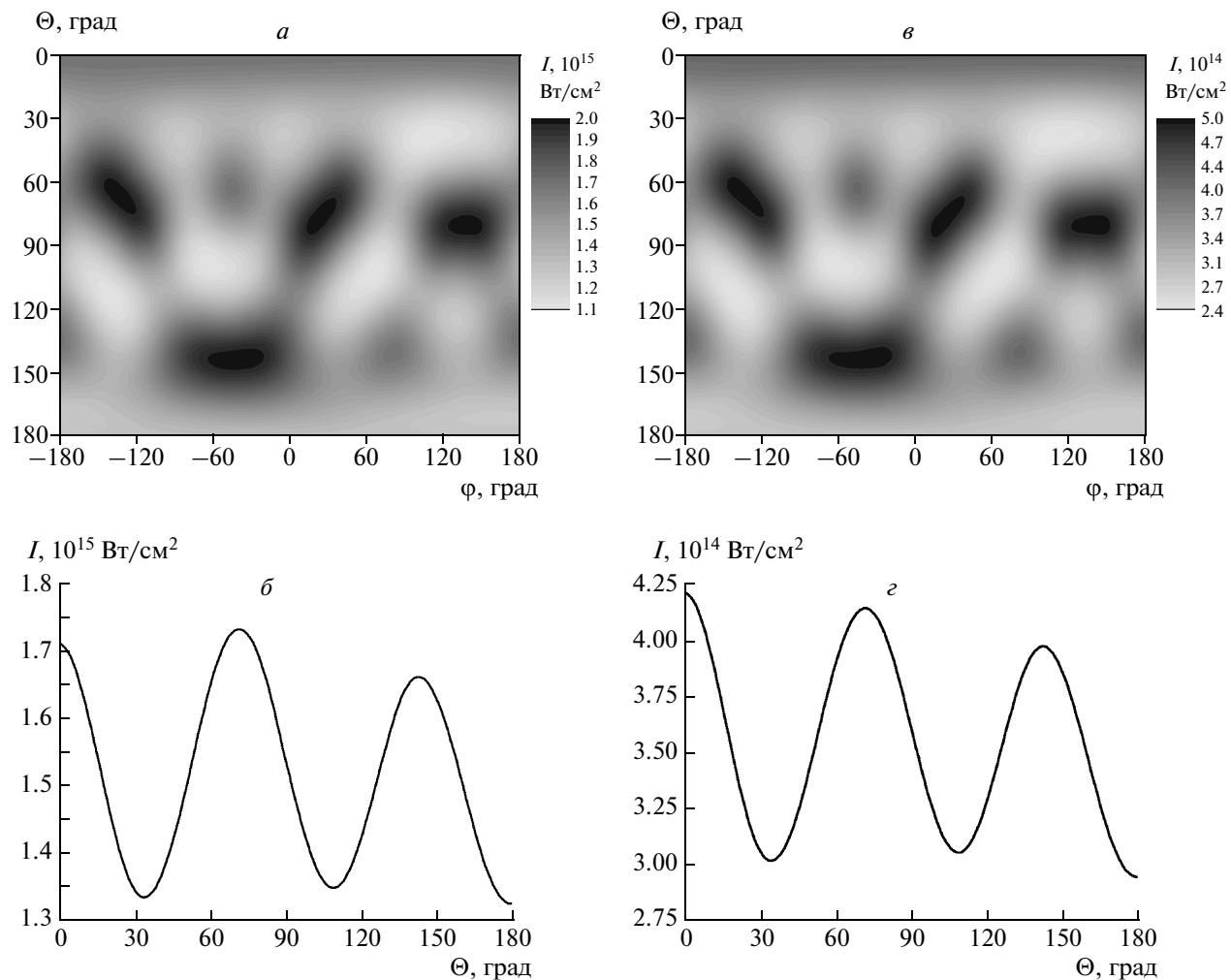


Рис. 12. Карты освещенности (*a*, *c*) и угловые профили средней по азимутальному углу освещенности (*b*, *d*) мишней S (*a*, *b*) и F (*c*, *d*)

Таблица 5. Результаты 1D-расчетов мишеней S и F

Тип мишени	№ расчета	$E_{abs}$ , кДж	$q$ , $10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$	$q_{max}$ , $10^{14} \text{ Вт}/\text{см}^2$	$t_c$ , нс	$\rho_{max}^{\text{DT}}$ , $\text{г}/\text{см}^3$	$r_{min}^{\text{DT}}$ , мкм	$C_R$	$T_{i,max}^{\text{DT}}$ , кэВ	$N_Y$ , $10^{10}$
F	F1	0.9	0.63	1.52	1.11	12.43	8.20	17	2.84	27.6
	F2	1.0	0.70	1.68	1.05	13.81	7.92	18	3.25	43.7
	F3	1.1	0.77	1.85	1.01	14.69	7.76	18	3.67	64.7
S	S1	0.8	2.26	5.38	0.96	18.34	7.20	19	3.70	84.7
	S2	1.0	2.83	6.74	0.89	19.21	7.09	20	4.50	148.1
	S3	1.2	3.40	8.10	0.83	20.11	6.98	20	5.15	220.4

разнотипных мишеней удобнее перейти к распределениям мощности поглощаемого в единичном телесном угле излучения  $W_\Omega$ : для вариантов Е и S рас-

пределение интенсивности  $I = W_\Omega/R_0^2$ . Гистограммы, соответствующие мишеням S и F, иллюстрируют указанные выше способы улучшения симметрии

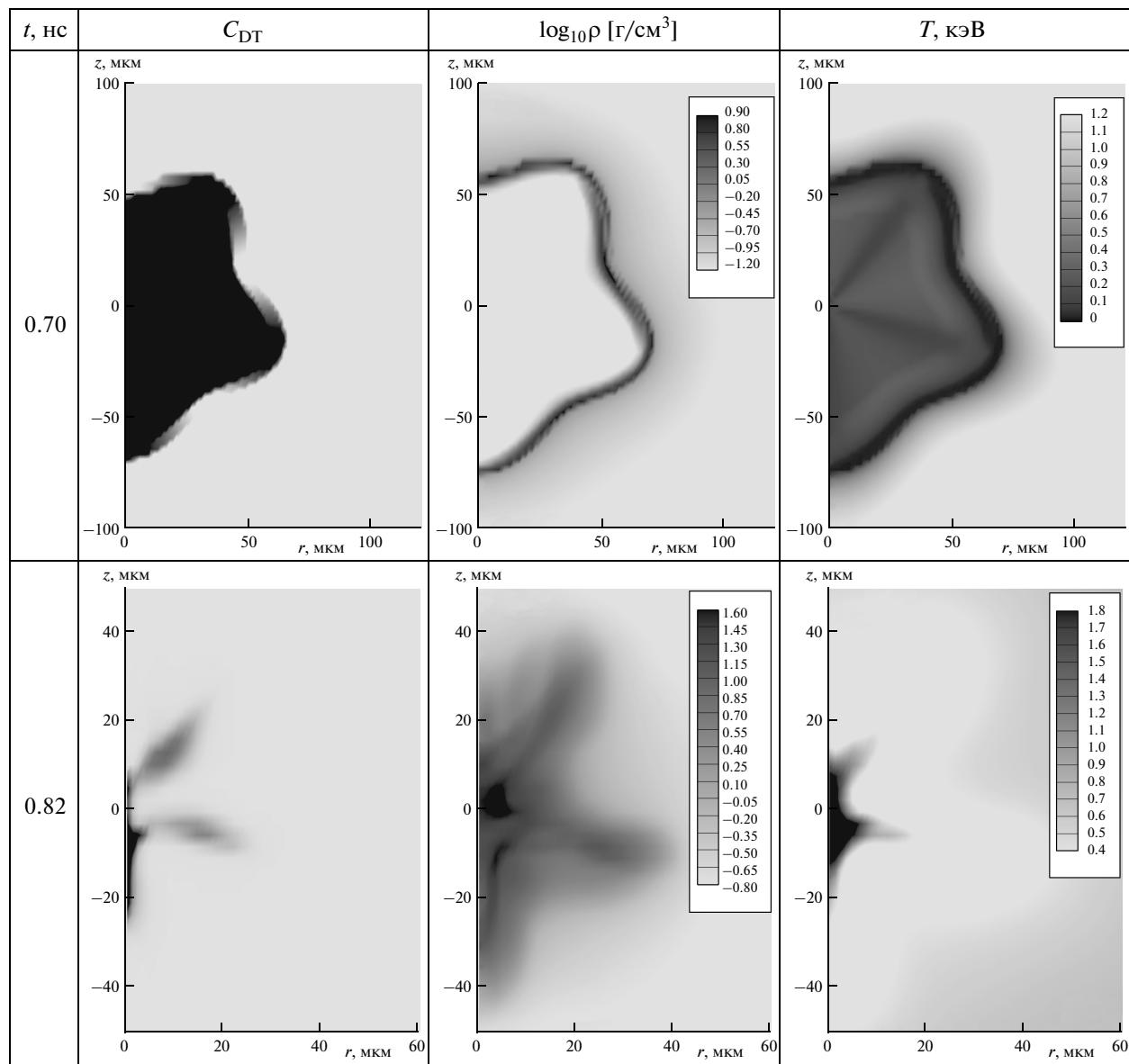


Рис. 13. Результаты 2D-расчета мишени S

облучения: сужение гистограмм соответствует приближению к симметричному сжатию.

На рис. 12 представлены карты освещенности и зависимости средней по азимутальному углу освещенности от полярного угла для рассматриваемых мишеней (аналогично методике, приведенной для экспериментальной мишени, карта освещенности повернута так, что пучок № 6 направлен на «северный полюс»). Причиной структурного сходства карт является подобие условий облучения.

В табл. 5 представлены результаты вспомогательных 1D-расчетов для моделирования мишеней S и

F. Здесь  $\rho_{max}^{DT}$ ,  $T_{i,max}^{DT}$  и  $r_{min}^{DT}$  — максимальные плотность, ионная температура топлива и радиус занимаемой топливом области на момент максимального сжатия  $t_c$ ,  $C_R$  — безразмерная степень сжатия по радиусу. Интенсивность потока лазерного излучения представлена в двух колонках:  $q$  — средняя за все время действия интенсивность,  $q_{max}$  — значение интенсивности на момент максимума мощности лазерного импульса (в данном случае, на момент 0.625 нс). Для имитации пористого абсорбера в случае мишени F использовался слой CH в виде идеального газа, поэтому для расчета была применена мо-

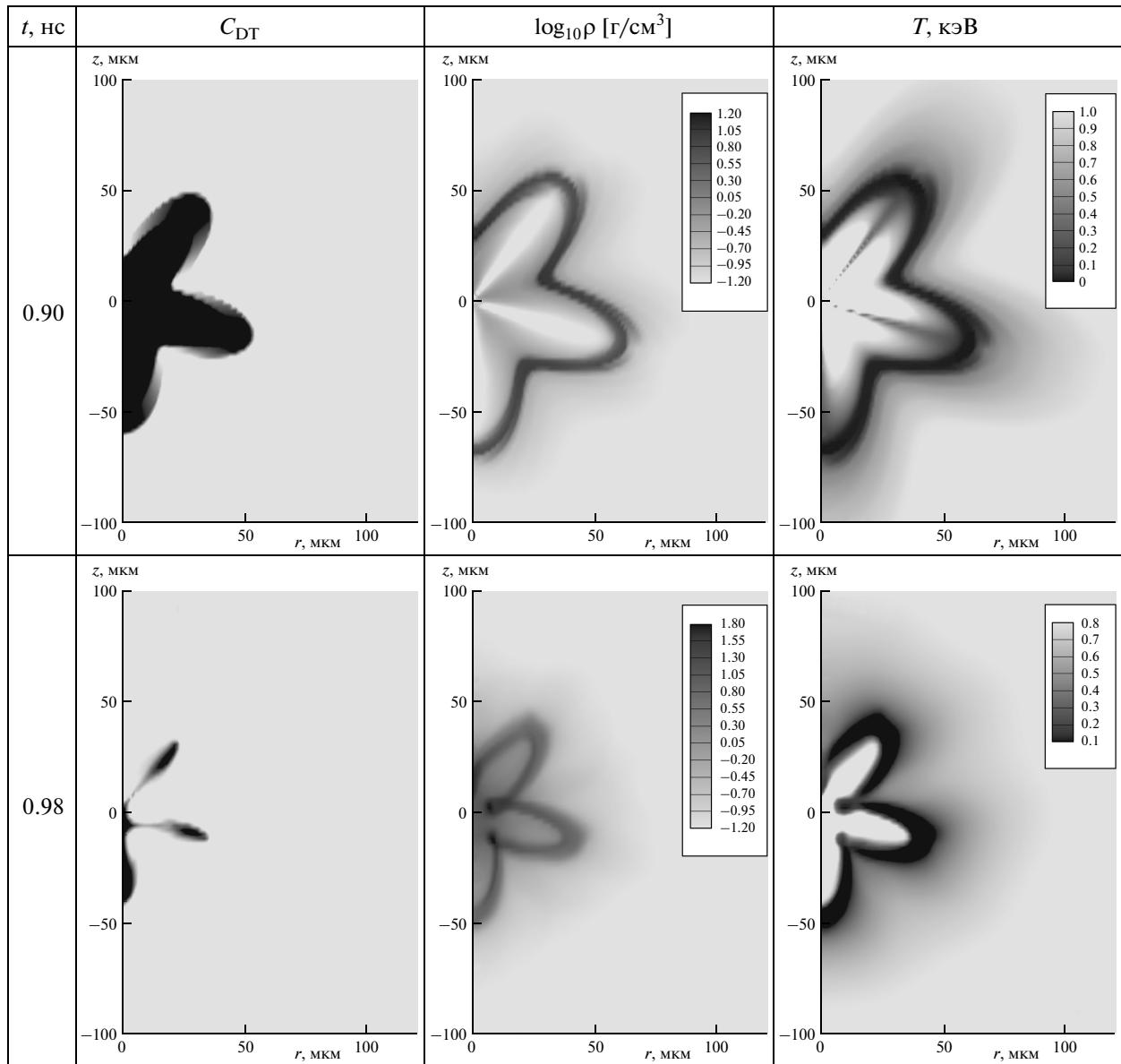


Рис. 14. Результаты 2D-расчета мишени F

дель обратно-тормозного, а не объемного (см. [35]) поглощения.

На рис. 13 для мишени S представлены распределения безразмерной концентрации DT-топлива, плотности и температуры для двух моментов времени (указано полное время с момента начала импульса). Нейтронный выход составил  $7.3 \cdot 10^9$ . Аналогичные 2D-расчеты были проделаны для мишени F (рис. 14). Нейтронный выход составил  $1.2 \cdot 10^{10}$ .

Представленные результаты показывают, что даже при сохранении крупномасштабной несимметрии геометрии облучения можно добиться увеличения

нейтронного выхода в 5–10 раз путем согласования размеров мишени и фокального пятна, а также при помощи промежуточного абсорбера излучения. Причина этого видна из данных, представленных на рис. 13, 14: применение указанных методов приводит к тому, что области с максимальными концентрацией, плотностью и температурой горючего пересекаются во времени и пространстве. Надо отметить, что в проведенных расчетах не были в полной мере учтены процессы, ответственные за выравнивание распределения поглощенной энергии лазерного излучения в пористой среде (см. [21, 22]). Такой

учет привел бы к улучшению симметрии сжатия и, как следствие, к увеличению нейтронного выхода.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведен анализ условий сжатия капсул для энергии 2 кДж при длительности импульса приблизительно 0.5 нс на второй гармонике йодного лазера ( $\lambda = 0.66$  мкм) в условиях облучения малым числом пучков на установке «Искра-5» при существенно несимметричном сжатии. Расчетная оценка поглощенной энергии для данного типа эксперимента составила около 50 % от лазерной, из нее только 5–10 % преобразовалась в кинетическую энергию стеклянной оболочки.

$2D$ -расчеты позволили воспроизвести наблюдавшиеся в эксперименте структуру и размеры сжатой области мишени, а также нейтронный выход, составивший  $10^8$ – $10^9$  и оказавшийся значительно ниже величины  $10^{11}$ , которую предсказывало  $1D$ -моделирование.

Использованная последовательность расчетов, включающая построение карт и гистограмм освещенности, проведение  $1D$ -расчетов и на их основе  $2D$ -расчетов, может рассматриваться как методика анализа несимметричных вариантов сжатия.

В рамках этой методики рассмотрена возможность достижения более симметричного сжатия и увеличения нейтронного выхода (в 5–10 раз) за счет согласования размеров фокусного пятна лазерных пучков и мишени.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 08-01-00291-а, 08-02-91202-ЯФ\_а, 08-02-01083-а) и программы Президиума РАН 12П.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Б. Розанов, КЭ **24**, 1095 (1997).
2. В. Б. Розанов, УФН **174**, 371 (2004).
3. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **108**, 548 (1995).
4. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов и др., КЭ **33**, 95 (2003).
5. N. N. Demchenko, I. Y. Doskoch, S. Y. Gus'kov et al., J. Phys.: Conf. Ser. **112**, 022006 (2008).
6. С. Ю. Гуськов, А. Карузо, В. Б. Розанов и др., КЭ **30**, 191 (2000).
7. J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger et al., Phys. Plasmas **11**, 339 (2004).
8. J. A. Marozas, F. J. Marshall, R. S. Craxton et al., Phys. Plasmas **13**, 056311 (2006).
9. С. А. Бельков, А. В. Бессараб, О. А. Винокуров и др., Письма в ЖЭТФ **67**, 161 (1998).
10. С. В. Бондаренко, Р. В. Гаранин, С. Г. Гаранин и др., КЭ (2010), в печати.
11. В. И. Анненков, В. И. Беспалов, В. И. Бредихин и др., КЭ **35**, 993 (2005).
12. T. R. Boehly, R. S. Craxton, T. H. Hinterman et al., Rev. Sci. Instr. **66**, 508 (1995).
13. S. Skupsky, J. A. Marozas, R. S. Craxton et al., Phys. Plasmas **11**, 2763 (2004).
14. I. V. Igumenshchev, V. N. Goncharov, W. Seka et al., Phys. Plasmas **14**, 092701 (2007).
15. R. H. Lehmberg and J. Goldhar, Fusion Technol. **11**, 532 (1987).
16. B. Canaud and F. Garaude, Nucl. Fusion **45**, L43 (2005).
17. B. Canaud, F. Garaude, P. Ballereau et al., Plasma Phys. Control. Fusion **49**, B601 (2007).
18. A. J. Schmitt, Appl. Phys. Lett. **44**, 399 (1984).
19. R. S. Craxton and D. W. Jacobs-Perkins, Phys. Rev. Lett. **94**, 095002 (2005).
20. V. G. Pimenov, V. S. Drozhzhin, and A. M. Sakharov, Polymer Science Ser. B **45**, 4 (2003).
21. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., ЖЭТФ **111**, 903 (1997); А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., ЖЭТФ **115**, 805 (1999).
22. S. Yu. Gus'kov, A. I. Gromov, Yu. A. Merkul'ev et al., Laser Part. Beams **18**, 1 (2000).
23. R. A. Sacks and D. H. Darling, Nucl. Fusion **27**, 447 (1987).
24. S. Skupsky, R. Betti, T. J. B. Collins et al., LLE Review **88**, 183 (2001).

25. M. Desselberger, M. W. Jones, J. Edwards et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 2961 (1995).
26. А. Б. Искаков, И. Г. Лебо, И. Лимпоух и др., Препринт ФИАН № 22 (1998).
27. R. V. Stepanov, A. Caruso, N. N. Demchenko et al., Proc. SPIE **5228**, 233 (2003).
28. В. Ф. Тишкун, В. В. Никишин, И. В. Попов и др., Матем. моделирование **7**, 15 (1995).
29. M. M. Marinak, S. W. Haan, T. R. Dittrich et al., Phys. Plasmas **5**, 1125 (1998).
30. R. S. Craxton, F. J. Marshall, M. J. Bonino et al., Phys. Plasmas **12**, 056304 (2005).
31. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., *Вопросы атомной науки и техники, Серия «Методики и программы численного решения задач математической физики»* **2**, 38 (1982).
32. И. Г. Лебо, В. В. Никишин, В. Б. Розанов и др., Физика плазмы **26**, 434 (2000).
33. В. А. Лыков, В. А. Мурашкина, В. Е. Неуважаев и др., Письма в ЖЭТФ **30**, 339 (1979).
34. Ф. М. Абзаев, С. А. Бельков, А. В. Бессараб и др., ЖЭТФ **114**, 155 (1998).
35. С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов, КЭ **24**, 715 (1997).