

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

О возможности сферического сжатия мишеней с термоядерным горючим при использовании для облучения двух лазерных пучков

В.Б. Розанов

Представлены результаты исследований взаимодействия лазерного излучения с малоплотными материалами типа пены. Если использовать такие материалы в качестве абсорбера энергии в сферических мишенях с термоядерным горючим для проблемы лазерного термоядерного синтеза (ЛТС), то физика поглощения и переноса энергии в этих средах при осуществлении сферического сжатия мишеней позволяет существенно уменьшить число облучающих лазерных пучков (вплоть до двух пучков). В традиционных схемах облучения (прямое и не прямое облучение) предполагается использование большого числа (100–200) облучающих пучков, что крайне трудно реализовать в условиях термоядерного реактора.

PACS numbers: 28.52.Cx, 52.57.–z

Содержание

1. Введение (371).
 2. Физическая основа возможности использования малого числа направлений облучения при сохранении сферической симметрии сжатия (374).
 3. Конструкция мишени и симметрия распределения поглощенной энергии (379).
 4. Заключение (382).
- Список литературы (382).

1. Введение

Принципиальной проблемой, которую необходимо решить для демонстрации управляемой термоядерной реакции на основе инерциального удержания, является устойчивость сжатия сферической мишени-капсулы, содержащей термоядерное горючее. Для этого необходимо создать такие условия нагрева мишени, чтобы неоднородность вклада энергии не превышала нескольких процентов (1–5 %). Столь высокие требования определяются тем обстоятельством, что необходимые для демонстрации управляемой термоядерной реакции параметры сжатой капсулы возникают при сжатии капсулы по радиусу в 15–45 раз (по объему в $3 \times 10^3 - 10^5$ раз [1]).

В.Б. Розанов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел./Факс (095) 132-11-96
E-mail: rozanov@sci.lebedev.ru

Статья поступила 18 сентября 2003 г.,
после доработки 18 декабря 2003 г.

В такой формулировке проблема сжатия мишеней становится близкой к проблеме кумуляции энергии [2], однако не совпадает с ней. В задачах о кумуляции энергии внешние условия ограничены (например, амплитуда сходящейся сферической ударной волны на некотором расстоянии от центра конечна), однако в центре возникают бесконечные величины (давление $p \rightarrow \infty$). В задачах о сжатии мишеней в условиях идеальной симметрии ограниченные внешние условия (например, энергия и поток лазерного излучения) приводят к высоким, но ограниченным значениям физических величин (давления и температуры) в центральной области.

Значения "идеальных" величин определяются энтропией, которая вносится на стадии нагрева в центральную область мишени. Сходство этих двух проблем состоит в том, что и ограничения кумуляции (согласно предположению Е.И. Забабахина в [2]), и снижение "идеальных" величин при сжатии мишени связаны с развитием процессов гидродинамической неустойчивости. Можно сказать, что на каждый вид кумуляции найдется свой вид неустойчивости.

В проблеме сжатия мишеней в ЛТС имеется пример использования идей кумуляции. В [3] рассмотрено сжатие сферической мишени (шарика из дейтерий-тритиевого льда) сходящимися сферическими звуковыми волнами в таком режиме, что все последовательные волны приходят в центр мишени одновременно с первой волной. Для осуществления сжатия условия на поверхности мишени, например поток лазерного излучения q , должны изменяться со временем по определенному закону (сжатие профилированным импульсом):

$$q \propto \left(\frac{1}{1 - t/t_0} \right)^{3\gamma/(\gamma+1)},$$

где t_0 — продолжительность импульса и время прихода первой волны в центр, γ — показатель адиабаты вещества.

Существенно, что давление, в том числе и высокое, создаваемое в конце импульса (порядка 10^{11} атм, формально $p \rightarrow \infty$), по отношению к уже сжатой мишени является слабым, так что в течение всего процесса мишень сжимается звуковыми волнами при минимальном повышении энтропии в мишени. Анализ этого примера кумуляции в [4] подтверждает предположение Е.И. Забабахина о неустойчивости кумуляции, в данном случае по отношению к малым отклонениям от идеальной формы импульса. Несмотря на неосуществимость такого вида кумуляции энергии идея профилирования лазерного импульса сохранила в ЛТС свое значение как способ улучшения характеристик мишени в "идеальных" (симметричных) условиях.

В обсуждаемых проблемах кумуляции и сжатия достигаемые в центре плотности энергии тем больше, чем меньше начальные возмущения, поэтому проблема выяснения спектра начальных возмущений (включающего амплитуды и состав мод) является одной из центральных для физики сжатия мишеней.

Сейчас в ЛТС исследуются два основных направления [1] решения данной проблемы¹ (см. рис. 1). Одно из них состоит в симметричном прямом облучении оболочечной мишени традиционной конструкции большим числом (несколько десятков) лазерных пучков. Наиболее мощная установка, созданная для решения этой задачи (установка "Омега", Лаборатория лазерной энергетики Рочестерского университета, США), имеет 60 пучков. При этом для обеспечения однородного распределения энергии по сечению лазерных пучков и предотвращения интерференционных эффектов в установке созданы специальные оптические устройства (фазовые пластины, система уширения спектра и спектрального сглаживания и др.). Для мишеней прямого сжатия необходимо преобразование излучения Nd-лазера в третью гармонику (для увеличения доли поглощенной энергии).

Другое направление ("непрямое сжатие") основано на преобразовании лазерного излучения в поток теплового рентгеновского излучения. Мишень для непрямого сжатия состоит из внешней массивной оболочки — конвертора цилиндрической формы и помещенной в нее сферической капсулы с термоядерным горючим.

Заметим, что используемая для прямого и непрямого сжатия термоядерная капсула, содержащая набор сферических оболочек, включая слой из смеси дейтерия и трития в виде льда, была предложена в ФИАНе [8, 9] в начале 70-х годов. Сейчас она является общепринятой схемой мишеней, исследуемой в экспериментах.

Вернемся к проблеме непрямого сжатия. Лазерное излучение через входные отверстия конвертора попадает на его внутреннюю поверхность, поглощается и образует плазму, которая излучает в рентгеновском диапазоне. Спектр излучения является сложным, однако в среднем он близок к тепловому и его можно характеризовать температурой 0,15–0,35 кэВ. Рентгеновское излучение заполняет внутреннюю полость конвертора, попадает на поверхность капсулы, вызывает абляцию

материала внешней оболочки и сжатие капсулы. Отличие от прямого сжатия состоит в том, что рентгеновские кванты проникают в плазму глубже, чем кванты лазерного излучения, и вызывают более высокую скорость абляции, что увеличивает скорость сжатия.

В схеме непрямого сжатия для увеличения выхода рентгеновского излучения также необходимо преобразование частоты лазерного излучения в третью гармонику. Плохой баланс энергии, связанный с малым отношением поверхности капсулы и конвертора (1:5), вынуждает использовать более высокое сжатие мишени ($V/V_0 \simeq 10^5$), поэтому требования к однородности облучения в этой схеме выше, чем для прямого сжатия. Наиболее разработанная установка для реализации этого направления — NIF (National Ignition Facility, Ливерморская лаборатория, США). В ней используются 192 пучка, которые с двух сторон в виде трех конусов с каждой стороны вводятся в конвертор мишени.

Сложность решения проблемы однородности облучения характеризует такой факт: каждая область фокусировки на внутренней поверхности конвертора, на которую попадает лазерное излучение (192 области!), в начальной стадии лазерного импульса (пока не образовалась достаточно протяженная плазма) становится источником неравновесного (нетеплового) излучения, соответствующего переходам в *M*-оболочке золота (материал конвертора). Это излучение создает 192 неоднородных пятна (своеобразный импринт) на поверхности капсулы, так как расстояния от конвертора до капсулы для различных пятен различны. При сжатии капсулы по радиусу в 40 раз этот эффект может оказать решающее влияние.

На рисунке 1 схематично представлены обсуждаемые проблемы. При сжатии капсулы в вариантах прямого и непрямого облучения радиус капсулы со временем изменяется однотипно, также близки распределения плотности в пространстве в различные моменты времени (рис. 1а). В случае прямого лазерного облучения неоднородный из-за частичной когерентности лазерный пучок попадает на сферически-симметричные распределения плотности и температуры вокруг капсулы, которые являются целью "хорошего" сжатия. Энергия от одного лазерного пучка выделяется в некоторой области, похожей на линзу, показанной на рис. 1б. Границы линзы определяются положением поверхности, где плотность равна критической. Энерговыделение от многих пучков является суммой таких "линз", если оно достаточно однородно. В противном случае в области линзы возникнет течение плазмы, похожее на факел; в результате расположение области энерговыделения изменится. Такое суммирование вкладов отдельных пучков и определяет необходимое число направлений облучения.

На схеме, иллюстрирующей не прямое сжатие, показан один из трех конусов, вдоль которых лазерные пучки попадают внутрь конвертора (рис. 1в). Наконец, рис. 1г иллюстрирует то обстоятельство, что в принципе в экспериментальной установке можно создать условия для прецизионной фокусировки пучков. Однако в будущем лазерном термоядерном реакторе, работающем с частотой повторения несколько герц и доставкой мишени в фокус лазерных пучков в баллистическом режиме, возможность выдержать все условия фокусировки для многопучкового лазера с использованием многих направлений облучения представляется исклю-

¹ Дополнительную информацию и ссылки на более ранние работы, наряду с [1], можно найти в [5–7].

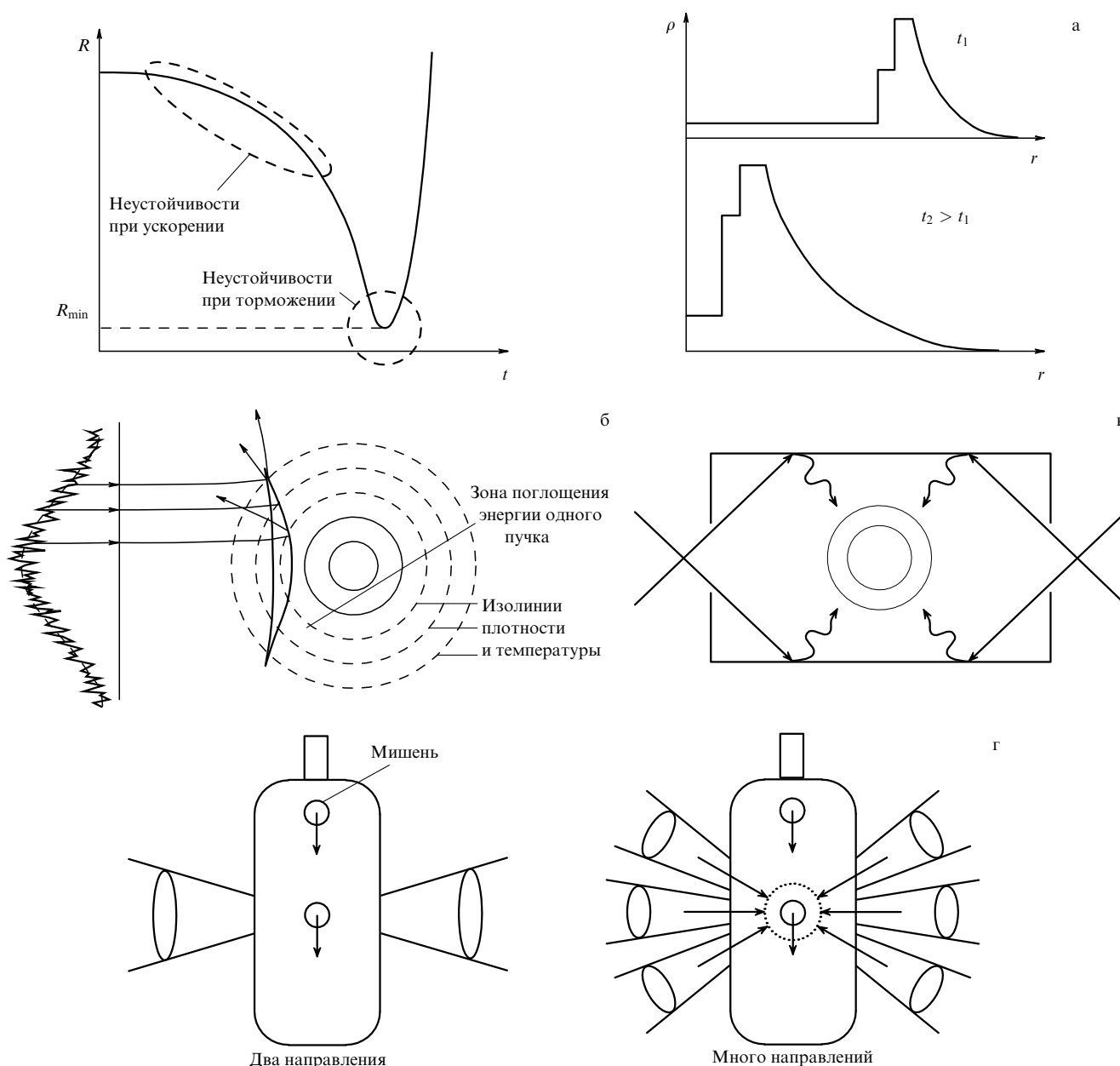


Рис. 1. Прямое и не прямое облучение и сжатие мишени: (а) изменение радиуса мишени со временем и зависимость плотности от радиуса для моментов времени t_1 и t_2 ; (б) зона поглощения энергии одного пучка для прямого облучения; (в) не прямое сжатие; (г) проблема многих направлений облучения в лазерном термоядерном реакторе.

чительно маловероятной. Лазерный реактор и мишень, допускающие только два или несколько (6, 8, 12) направлений облучения, будут иметь огромные преимущества, так как одно из требований к конструкции камеры реактора состоит в минимизации числа каналов, пронизывающих бланкет камеры. Эти обстоятельства и определяют интерес к проблеме, указанной в заглавии данного обзора.

В таблице 1 перечислены созданные и создаваемые мощные лазерные установки² [10–13], позволяющие судить о перспективах и параметрах крупномасштабных экспериментов по сжатию.

Эксперименты с облучением мишени, в которых использовались два или даже один пучок, проводились

в 1974 г. в США (KMS-Fusion [14] и LANL [15]). В экспериментах [14] с помощью двух зеркал специальной (эллиптической) формы при использовании двух пучков фактически осуществлялось облучение, близкое к сферически-симметричному. Пучки фокусировались с помощью короткофокусных линз и вводились в отверстия в центрах ближайших к пучкам зеркал. Затем они фокусировались на мишень вторым зеркалом, обеспечивая симметрию облучения, близкую к сферической.

В работе [15] представлены результаты экспериментов по однопучковому облучению мишени, состоящей из наполненной газом сферы и диска, расположенного с необлучаемой стороны. С облучаемой стороны оболочка сферы имела профилированное утолщение, чтобы скомпенсировать избыточное давление. Диск позволял доставить к мишени малое количество энергии и с необлучаемой стороны. Предымпулс (3 Дж, 10 % от

² Приведены последние по времени ссылки, так как именно они дают представление о состоянии и параметрах установки.

Таблица 1. Существующие и создаваемые мощные лазерные установки

NIF, США	3ω , 1,8 МДж, 192 пучка, не прямое сжатие, полномасштабные эксперименты в 2008 г.
LMJ, Франция	3ω , 2 МДж, 240 пучков, не прямое сжатие, 2010 г.
Omega, США	$1\omega - 3\omega$, 60 кДж, прямое сжатие, работает
Искра-6, РФЯЦ – ВНИИЭФ, Россия	$1\omega - 3\omega$, 300 кДж, проектируется; модуль "Луч": четыре канала, 12–25 кДж, 2003 г.

полной энергии) создавал плазму вокруг мишени и способствовал более равномерному нагреву.

Эксперименты [14, 15] были направлены на демонстрацию факта сжатия, что было крайне важно в то время. При энергии лазерного излучения несколько десятков джоулей было достигнуто объемное сжатие 250 и 100 соответственно, т.е. во много раз меньше, чем необходимо по современным воззрениям. В использованных схемах облучения не ставилась цель достижения условий термоядерного зажигания и горения и в дальнейшем они не получили развития.

2. Физическая основа возможности использования малого числа направлений облучения при сохранении сферической симметрии сжатия

В конце 80-х годов в ЛТС были освоены технологии изготовления малоплотных структурированных материалов с плотностью $0,05 - 0,001 \text{ г см}^{-3}$, имеющих структуру типа пены (полистироловая пена, аэрогели) или волокнистую структуру (агар). Из материалов, плотность которых близка к критической плотности для определенной частоты лазерного излучения (для неодимового лазера $1\omega - 0,003 \text{ г см}^{-3}$, $3\omega - 0,03 \text{ г см}^{-3}$), изготавливались слои заданной толщины и сферические оболочки. Процессы поглощения лазерного излучения и переноса энергии в такой среде существенно отличаются от таковых в однородной среде. Именно использование этих материалов для поглощения лазерного излучения в мишенях ЛТС и является физической основой сферически-симметричного сжатия при малом числе направлений облучения.

Схема мишеней, в которой реализованы эти возможности, была предложена в работах [16, 17] в Отделе ЛТС Отделения квантовой радиофизики ФИАН. В дальнейших экспериментальных исследованиях и численном моделировании процессов в мишенях принимали участие Отдел технологии мишеней ФИАН (разработка технологий и изготовление мишеней для экспериментов), ТРИНИТИ и РФЯЦ – ВНИИЭФ Минатома³, Лазерная лаборатория Исследовательского центра ENEA, Фраскати, Италия (экспериментальные исследования [18–22, 26]), Институт математического моделирования РАН (численные расчеты и моделирование [23–25, 32]). Далее в этом разделе мы кратко обсудим результаты экспериментальных и теоретических исследований и сформулируем модель физических процессов в малоплотной структурированной среде.

На рисунках 2а и 2б по данным работ [18, 23, 24] представлены фото образцов таких сред, сделанные с помощью электронного микроскопа: отчетливо видны поверхности и ячейки в пене полистирола, а также по-

верхности и волокна в случае агара. При облучении мишени из пены лазерное излучение поглощается в области, расположенной вдоль луча, глубина зоны поглощения зависит от плотности мишени. На рисунках 2в и 2г представлены фото мишени в рентгеновских лучах и зависимость глубины зоны поглощения от плотности, полученная в экспериментах.

Отметим, что модель физических процессов в структурированной плазме, которая обсуждается в конце данного раздела, неплохо предсказывает эту зависимость. Рисунки 2д–2ж иллюстрируют важный факт: при наклонном падении лазерного излучения и малой плотности мишени энергия поглощается вдоль лазерного луча, в дальнейшем она создает градиент давления и ускоряет пластину (оболочку мишени) по нормали к поверхности.

Основные результаты экспериментов [18–22] состоят в следующем:

- поглощение лазерного излучения в структурированной плазме составляет 80–100 % и слабо зависит от угла падения лазерного излучения;
- регулярное отражение и преломление лазерного излучения отсутствуют; рассеянное излучение составляет 3–5 % падающей энергии;
- потери энергии, связанные с разлетом плазмы навстречу пучку, не превышают 5 %;
- поглощение лазерного излучения происходит вдоль направления лазерного луча и имеет объемный характер; в плазме со сверхкритической плотностью глубина зоны поглощения определяется формулой

$$L \approx \frac{3}{2} \pi^2 \left(\frac{\rho_s}{\rho_p} \right)^{1/2} b_0,$$

где ρ_s — плотность твердых элементов, ρ_p — средняя плотность плазмы, b_0 — малый размер ("толщина стенок"); размер больших структур мишени составляет 5–150 мкм для различных значений ρ_p ;

- давление в плазме составляет несколько мегабар, скорость переноса энергии составляет $(2-4) \times 10^7 \text{ см с}^{-1}$ при интенсивности излучения $(0,5-5) \times 10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$;
- наблюдается так называемый "парниковый" эффект: в течение первых 3–5 нс пористое вещество накапливает энергию, практически не расширяясь, после чего происходит близкий к изотропному тепловой взрыв.

Можно ожидать, что приведенные выше результаты будут слабо зависеть от длины волны излучения. Обсуждаемые экспериментальные данные получены для $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$; измеренная для $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ доля поглощенной энергии оказалась близкой к 100 % [26].

На основании экспериментальных данных и результатов численного моделирования можно представить следующую картину поглощения лазерной энергии в пористой среде. В начальный момент времени в течение нескольких десятков пикосекунд пористое вещество прозрачно для поглощающего излучения и излучение проникает в него на некоторую глубину. Далее происходит разлет твердых элементов, столкновение плазмен-

³ ТРИНИТИ — Троицкий институт инновационных термоядерных исследований, РФЯЦ – ВНИИЭФ — Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики.

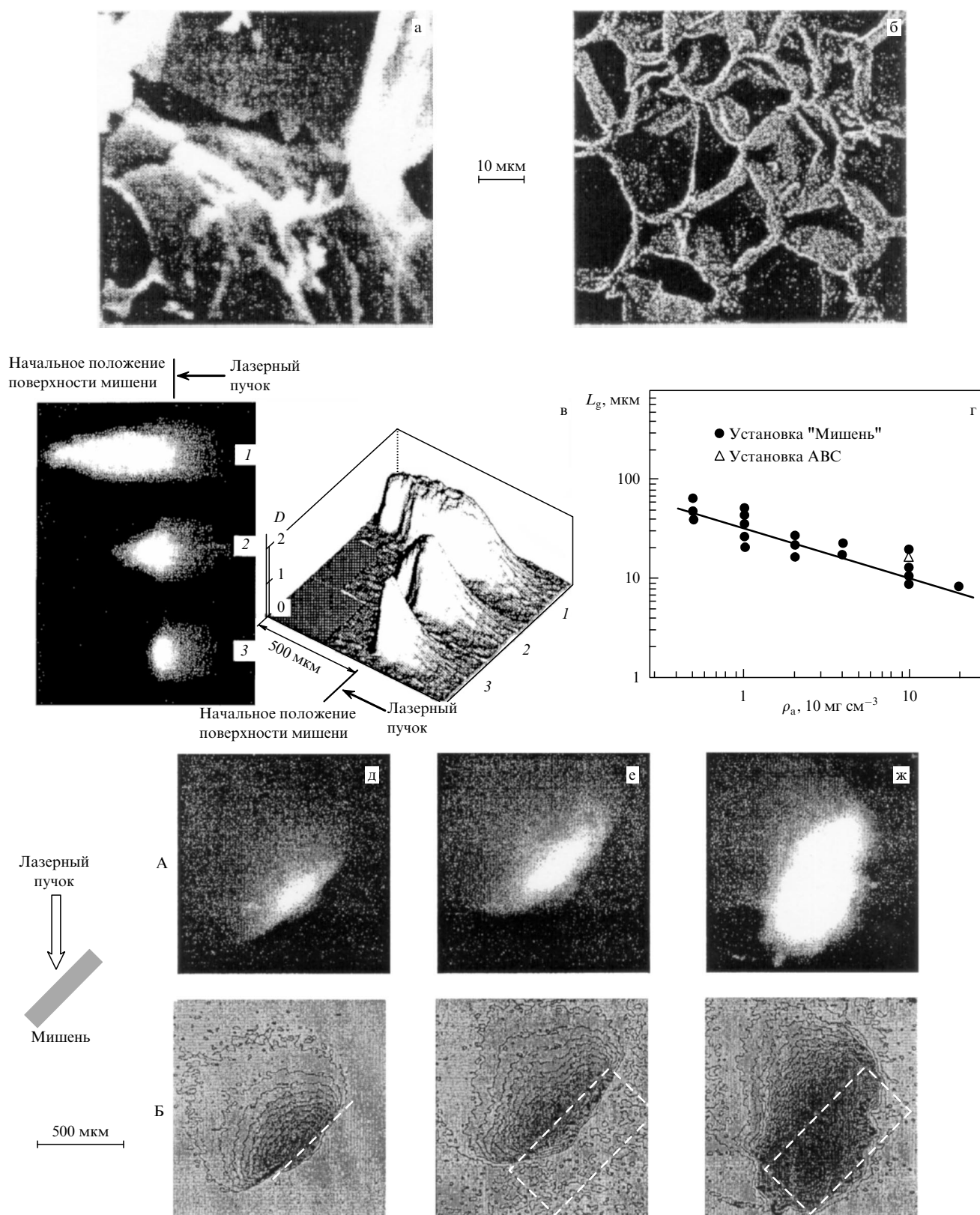


Рис. 2. Результаты экспериментальных исследований: (а) структура агара; (б) ячеистая структура полистирола; (в) фото мишеней различной плотности в рентгеновских лучах (1 — 1 мг см⁻³, 2 — 4 мг см⁻³, 3 — майларовая пленка, 1,4 г см⁻³); (г) зависимость глубины поглощения от средней плотности пористой среды; (д)–(ж) обскуртограммы в рентгеновских лучах экспериментов с наклонным падением лазерного излучения (А) и результат (Б) их обработки ((д) майларовая пленка, $d = 7$ мкм; (е) агар, 5 мг см⁻³, $d = 400$ мкм; (ж) агар, 2 мг см⁻³, $d = 400$ мкм; штриховой линией показано начальное положение мишени).

ных потоков, затекание пор. Сгустки плазмы играют роль своеобразных "черных тел", в которых поглощение достигает 100 % из-за многократных переотражений между хаотически расположенными плотными фрагментами. Этим можно также объяснить отсутствие регулярных отражений и рефракции. На этой стадии формируется глубина проникновения лазерного излучения в пористую мишень, наблюдаемая в экспериментах.

Благодаря разлету твердых элементов вещества и столкновениям плазменных потоков в плазме могут существовать долгоживущие стохастические осцилляции плотности. В результате этого часть плазмы может иметь плотность, близкую к критической, или даже ниже ее. В этих областях энергия лазерного излучения поглощается вследствие обратнотормозного и резонансного механизмов. Рассмотрим процессы, которые могут повлиять на продолжительность осцилляций, и оценим соответствующие величины.

Время жизни плотных структур, образующихся вследствие разлета твердых элементов и столкновений плазменных потоков, ограничивается ионной вязкостью

$$\eta \simeq \frac{v^2 \tau_{ii}}{3},$$

где

$$\tau_{ii} = 1,1 \times 10^{-13} \frac{(AT_i)^{3/2}}{\rho Z^4}$$

— время ионных столкновений, A и Z — атомный номер и заряд ионов плазмы соответственно, T_i — ионная температура (кэВ), v — характерная скорость ионов, ρ — плотность плазмы (в г см⁻³). В углеродной плазме с температурой 1 кэВ и электронной плотностью 10²¹ см⁻³ структуры размером $x \simeq 30$ мкм могут существовать в течение времени $t = x^2/(2\eta) = 1-2$ нс, а с размером $x \simeq 100$ мкм — в течение 15–20 нс.

Столкновения потоков внутри пор порождают последовательность ударных волн. Ширина фронта определяется пробегом ионов и числом Маха, которое в горячей плазме может быть близко к единице, т.е. ширина фронта может составлять примерно 5–20 мкм, а плотность после одного-двух столкновений (в течение 1–2 нс) в основном выравнивается. Заметим, что в этих столкновениях плотность может возрасти в несколько раз по сравнению со средней (в сильных ударных волнах в $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз, где γ — показатель адиабаты). Все это может привести к формированию областей с пониженной плотностью, характеризующихся большей глубиной проникновения лазерного излучения и большим поглощением (вследствие большего запутывания траекторий лазерного излучения в объеме плазмы). Предположение о существовании этих областей имеет косвенные экспериментальные подтверждения [20].

Определенную роль может сыграть и то, что в реальной трехмерной пористой структуре значительная часть твердых элементов, попадающих в зону поглощения, в начальный момент либо вовсе не засвечивается падающим излучением (благодаря экранировке вышележащими элементами), либо засвечивается при углах падения лазерного излучения, близких к $\pi/2$. Например, в кубической структуре с тонкими плоскими стенками при нормальном к одной из граней падении излучения около 5/6 всей массы первоначально не засвечено. Можно предположить, что с учетом этого эффекта

засвеченные твердые элементы при разлете образуют плазму со средней плотностью, в несколько раз меньшей, чем средняя плотность среды. Потоки такой плазмы, сталкиваясь друг с другом и с незасвеченными (холодными) элементами, вызовут осцилляции с амплитудой, достаточной для образования докритических областей плазмы.

По-видимому, описанный выше процесс отвечает за упоминавшийся "парниковый эффект": пористое вещество сохраняет первоначальный объем до тех пор, пока энергия излучения, переданная засвеченным элементам, не распределится по всей массе, попавшей в зону поглощения, и пока не затухнут осцилляции. Длительность этого этапа можно оценить в несколько (3–5) осцилляций, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Отметим, что впрямую наблюдать такие осцилляции пока не удается.

По программе РАПИД, включающей в себя совместное решение одномерных уравнений гидродинамики и уравнений Максвелла для описания лазерного излучения, проведена серия одномерных (1D) расчетов воздействия лазерного излучения на неоднородную среду, состоящую из последовательности тонких слоев полистирола (состав СН). Расчеты проводились для двух типов структур — с крупной и мелкой ячейкой. Первая моделировалась системой слоев с толщиной $\Delta x = 1$ мкм и размером промежутка $L = 49$ мкм, вторая — системой слоев с $\Delta x = 0,1$ мкм и $L = 4,9$ мкм. Средняя плотность обеих сред $\rho = 2 \times 10^{-2}$ г см⁻³.

Численное моделирование проводилось для импульса излучения на частоте третьей гармоники Nd-лазера, длительность импульса лазерного излучения по основанию составляла 2,5 нс, максимальная интенсивность $I_{\max}$ равнялась $(0,2-2) \times 10^{15}$ Вт см⁻². Дополнительным параметром являлся множитель β при коэффициенте теплопроводности: $\beta > 1$ отвечает спитцеровскому значению κ_0 , а $\beta = 0,01$ — подавлению теплопроводности $\kappa = \kappa_0/100$. В таблице 2 представлены сводные результаты расчетов для средней скорости переноса энергии u . Расчеты показали, что могут иметь место до 10 осцилляций плотности. Ионная вязкость не приводит к заметному затуханию осцилляций в течение 1–3 нс, если размер плотных областей составляет 10–30 мкм.

Таблица 2. Результаты одномерных расчетов прожигания слоистой системы

Структура поглотителя	$I_{\max}$, 10 ¹⁴ Вт см ⁻²	β	u , 10 ⁷ см с ⁻¹
Крупная ячейка	2,0	> 1	2,0
	2,0	0,01	1,5
	20	> 1	5,1
	20	0,01	3,5
Мелкая ячейка	2,0	> 1	3,0
Однородная среда	2,0	> 1	3,5
	20	> 1	8,0

На рисунке 3а представлены пространственные распределения скорости, плотности и температур для двух из упомянутых случаев при спитцеровской теплопроводности: крупная ячейка и малый поток, мелкая ячейка и малый поток.

Наблюдаемые в экспериментах и расчетах процессы и неравновесность образующейся плазмы указывают на

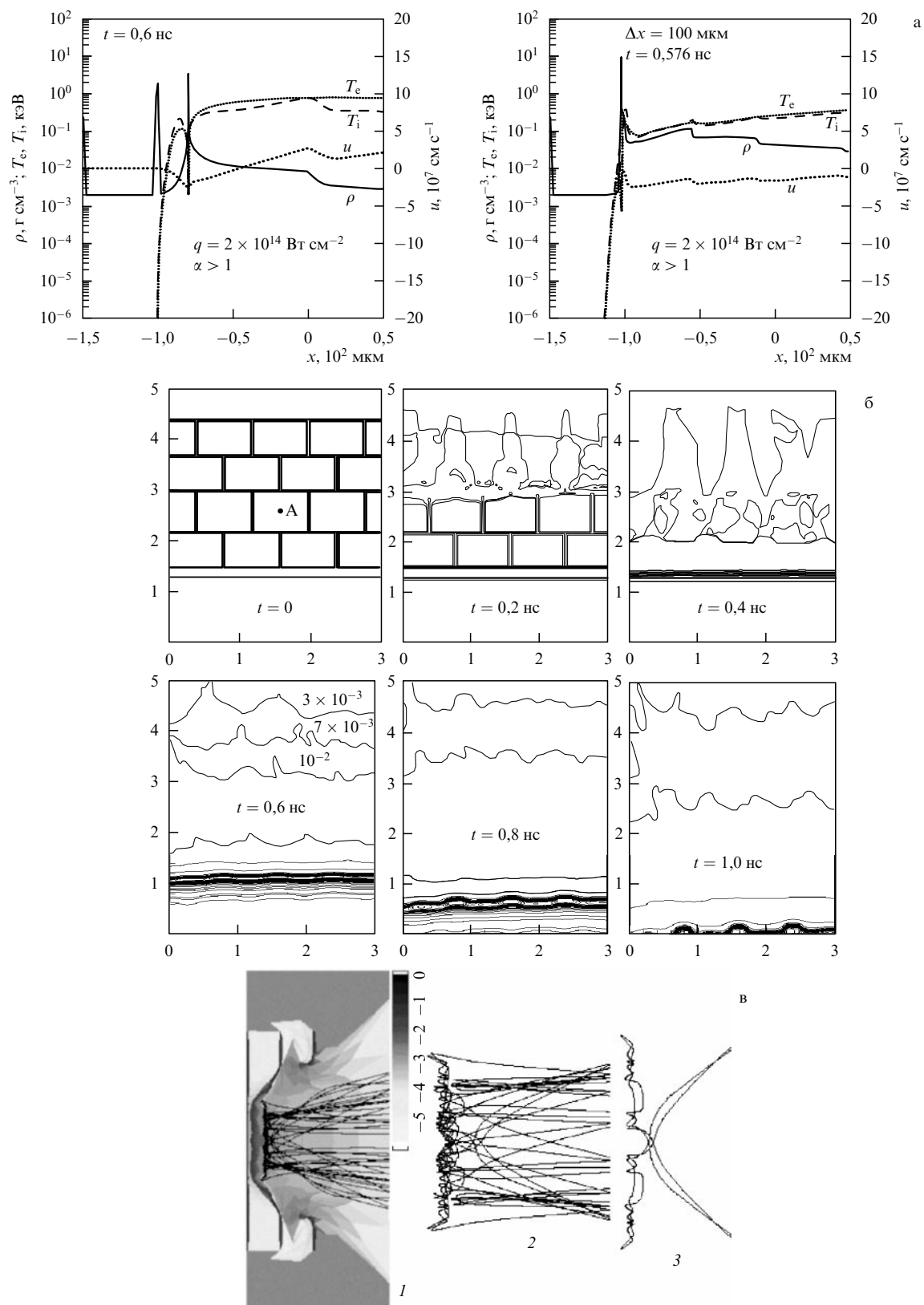


Рис. 3. Результаты численного моделирования: (а) одномерный расчет лазерного облучения слоистой системы со спитцеровской теплопроводностью для больших ячеек и низкой интенсивности (слева) и для малых ячеек и низкой интенсивности (справа); (б) изолинии плотности (г см^{-3}) в "кирпичной" модели пены для различных моментов времени; (в) момент второго удара в слоистой системе (1 — распределение плотности и траектории лучей, 2 — траектории лучей, 3 — траектории двух пар периферийных лучей пучка).

необходимость "построения" эффективного уравнения состояния структурированной среды, в которой в разных точках ячейки формирование давления происходит

позже момента вложения энергии. Время задержки зависит от положения точки наблюдения внутри поры, размера поры L и скорости звука c_s . Это время можно

оценить как $\tau = nL/c_s$, где n — число осцилляций. При $L = 30$ мкм значение $\tau \simeq 0,3$ нс, а при $L = 5$ мкм значение $\tau \simeq 0,05$ нс, т.е. свойства среды с более мелкими порами ближе к свойствам сплошной среды. Это же справедливо для электронной теплопроводности, которая может быть подавлена, пока вещество сильно неоднородно, тогда как на поздних стадиях она близка к спитцеровской.

Развиваемая модель эффективного уравнения состояния пены базируется на следующих соображениях. Нагрев и испарение твердых элементов пористой среды в результате поглощения лазерного излучения происходит достаточно быстро, так что для определения внутренней энергии электронов можно считать справедливым выражение, соответствующее идеальному газу:

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} \frac{Z}{m_i} kT_e,$$

где m_i — масса иона вещества, T_e — электронная температура, Z — кратность ионизации, которую можно принять равной атомному номеру, так как при $I \simeq 10^{14} - 10^{15}$ Вт см⁻² легкие элементы ионизируются практически полностью. При этом $\varepsilon_e \simeq E/M$, где E — поглощенная энергия, M — масса прогретого вещества. Однако из одномерных расчетов, выполненных с помощью программы Diana, видно, что давление электронов в масштабах ячейки распределено заметно неоднородно и среднее по ячейке давление p_e много меньше, чем давление в испаренной массе твердого элемента:

$$p_e < \frac{Z}{m_i} \rho kT_e.$$

Введем эффективную температуру $T_{\text{eff}} = \alpha T_e$, где параметр $\alpha < 1$ зависит от времени ($\alpha \rightarrow 1$ по истечении времени гомогенизации, составляющего в рассматриваемом случае несколько наносекунд). Тогда

$$p_e = \frac{Z}{m_i} \rho kT_{\text{eff}} = \alpha \frac{Z}{m_i} \rho kT_e.$$

Для определения T_{eff} (или параметра α) используем простейшие уравнения релаксации:

$$\frac{dT_{\text{eff}}}{dt} = \frac{T_e - T_{\text{eff}}}{\tau}, \quad \frac{d\alpha}{dt} = \frac{1 - \alpha}{\tau} - \alpha \frac{d \ln T_e}{dt}, \quad (1)$$

где $\tau = nL/c_s$ — введенное выше время задержки. В рассматриваемой модели использовалось выражение для изотермической скорости звука

$$c_s = \left(\frac{Z}{m_i} kT_e \right)^{1/2}.$$

В данной модели число n является подгоночным параметром, однако обнаруженное в одномерных расчетах воздействия лазерного излучения на слоистую среду значение $n = 3 - 5$, как оказалось, уже разумно описывает экспериментальные данные.

Для моделирования двумерных эффектов был проведен расчет слоисто-неоднородной среды в цилиндрической геометрии. Мишень до облучения ($t = 0$) изображена на рис. 36, перегородки представляют собой диски и кольца. Расстояние по вертикали между дисками 70 мкм, между кольцами 80 мкм, толщина перегородок 3 мкм, плотность вещества (СН) в перегородках $0,1$ г см⁻³, плотность газа в полостях 10^{-5} г см⁻³, средняя плотность среды 7×10^{-3} г см⁻³. Снизу расположен слой СН

нормальной плотности (толщиной 20 мкм), имитирующей оболочку капсулы. Параметры лазерного излучения следующие: $\lambda = 1,06$ мкм, распределение интенсивности по сечению

$$I(r) = I_0 \exp \left(-\frac{r^2}{R_b^2} \right)$$

(радиус пучка $R_b = 300$ мкм); при $r > R_b$ интенсивность $I = 0$, энергия пучка 850 Дж, т.е. средняя плотность потока $\bar{q} \simeq 3 \times 10^{14}$ Вт см⁻²; импульс имеет форму равнобедренного треугольника с длительностью по основанию 1 нс. На рисунке 36 для моментов времени $t = 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$ и 1 нс показана эволюция поля плотности.

Проведенный расчет показывает, что в течение более чем половины длительности импульса плазма существенно неравновесна: поведение электронной температуры качественно отличается от поведения давления и ионной температуры. Таким образом, эффективное уравнение релаксационного тока можно рассматривать как некоторое приближение к реальным процессам, поскольку оно описывает задержку формирования давления, но не его осцилляции. Последние важны для ответа на вопрос об устойчивости сжатия всей мишени.

По представленным на рис. 3 результатам можно заключить, что промежуточный слой объемно-структурированного вещества снижает влияние крупномасштабных неоднородностей облучения. На поздних моментах времени отчетливо виден импринт (возмущения формы ускоряемого слоя, вызванные внешними воздействиями), создаваемый непосредственно прилегающими к капсуле слоями абсорбера. Этим процессом можно управлять, применяя, например, двухслойный абсорбер с уменьшающимися по глубине размером пор.

Для проблемы гидродинамических неустойчивостей важной, но пока нерешенной задачей является установление спектра возмущений, который складывается из крупномасштабных возмущений, связанных с числом облучающих пучков; мелкомасштабных возмущений, происходящих от структуры пучка и возмущений, источником которых являются осцилляции давления в пене. При этом структура пенного абсорбера сглаживает возмущения всех масштабов.

Приведем двумерный расчет прожигания системы, состоящей из трех параллельных слоев полиэтилена (СН), выполненный А. Карузо и К. Странгио с помощью программы COBRAN в лаборатории ENEA (Frascati). Параметры расчета были следующими: толщина слоя $d = 0,5$ мкм; расстояние между слоями ("размер поры") 75 мкм (средняя плотность $6,7$ мг см⁻³); $\lambda = 1,054$ мкм; лазерный импульс треугольной формы с энергией 40 Дж (импульс начинался при $t = 0$, достигал максимума при $t = 0,7$ нс и заканчивался при $t = 2$ нс); диаметр фокального пятна 240 мкм (фокальная точка располагалась при $z = 450$ мкм, тогда как передний слой системы находился при $z = 0$, ось z совпадала с осью лазерного пучка). Прежде всего надо отметить, что время просветления одного слоя t_b , как показывает расчет однослойной системы, больше времени t_s прохождения неиспаренной частью слоя расстояния, равного характерному размеру поры: $t_s = 0,85$ нс, $t_b = 1,37$ нс. Это означает, что в системе слоев возникнет движение типа "снежного плуга", в результате чего масса ускоренной неиспаренной части возрастает по мере столкновений.

Наибольший интерес представляет момент второго удара ($t \approx 0,9$ нс). На рисунке 3в представлены карта плотности с траекториями лучей, полный набор рассчитывавшихся траекторий и две пары самых крайних из них. Видно, что распределение траекторий претерпевает качественное изменение по сравнению с таковым при традиционном прожигании плоских фольг и переходит к "запутыванию" (часть периферийных лучей преломляется к центру пятна, тогда как часть центральных уходит на периферию). Это может иметь отношение к выравниванию неоднородностей облучения. Надо отметить, что отраженный поток лазерного излучения к этому времени практически подавляется, т.е. эффективность поглощения возрастает.

В заключении данного раздела еще раз подчеркнем, что теоретические представления и расчеты, с одной стороны, и эксперименты, с другой, находятся в удовлетворительном согласии по основным параметрам, таким как средние температура и давление плазмы, скорость переноса энергии, глубина поглощения и доля поглощенной энергии, время существенного разлета плазмы и ряд других. Осцилляции физических величин в плазме, связанные с гомогенизацией первоначальной структуры мишени, являются важной характеристикой процессов в мишени, в экспериментах они проявляются только косвенно. Интересным и важным было бы прямое наблюдение осцилляций. Статистический характер процесса поглощения обеспечивает его определенную независимость от внешних условий (угол падения лазерного излучения, длина волны излучения, величина потока).

В результате, для дальнейших расчетов мишеней можно принять модель поглощения лазерного излучения в плазме вдоль луча с глубиной зоны поглощения, соответствующей рис. 2 (и формуле в разделе 2), и уравнение состояния релаксационного типа.

3. Конструкция мишени и симметрия распределения поглощенной энергии

Предложенная модель поглощения лазерного излучения в малоплотных структурированных материалах описывает объемное поглощение излучения в слое некоторой толщины. В этом разделе представлены конструкции мишени, в которых "наилучшим" образом используется эта модель, а именно обеспечивается выход нейтронов при термоядерном горении в идеально симметричных условиях, приемлемая симметрия распределения поглощенной энергии при облучении малым числом пучков, слабая чувствительность к параметрам, которые в настоящее время могут оказаться определенными недостаточно точно (например, толщина поглощающего слоя или форма распределения энергии в пучке).

Схемы мишеней для энергии лазерного импульса E_L , равной 2,1 МДж, 100 кДж и 2,6 кДж, представлены⁴ на рис. 4а. Энергия E_L выбрана так, что при ее наибольшем значении достигается коэффициент усиления по энергии $G \approx 8$, т.е. демонстрируется интенсивное термоядерное горение. При 100 кДж достигаются пороговые условия ($G \approx 0,1-1$). И наконец, наименьшее значение $E_L = 2,6$ кДж выбрано так, что достигается заметный нейтронный выход при облучении мишени двумя пучками.

Поскольку толщина поглощающего слоя зависит от плотности абсорбера, в широком диапазоне значений E_L

Таблица 3. Результаты одномерных расчетов сжатия и горения мишеней

Тип мишени	CD-капсула, 2,6 кДж	DT-газ, 100 кДж	DT-лед, 100 кДж	DT-лед, 2,1 МДж
t_c , нс	0,497	1,54	3,50	5,89
η , %		7,22	9,73	4,72
ρR_{fuel} , г см ⁻²	0,09	0,0523	0,190	0,38
$\bar{T}_{\text{fuel}}$, кэВ	3,1	12	7,88	3,71
G		0,1	1,04	7,93
N_{DD}	10^{10}			

Обозначения: t_c — время сжатия, η — доля от лазерной энергии, перешедшая в кинетическую энергию оболочки, ρR_{fuel} — оптическая толщина сжатого горючего, $\bar{T}_{\text{fuel}}$ — средняя температура сжатого горючего, G — коэффициент термоядерного усиления, N_{DD} — термоядерный выход DD-нейтронов.

удается выбрать такую толщину, чтобы отношение внешнего радиуса абсорбера (где происходит поглощение) к радиусу капсулы (где происходит абляция и ускорение оболочки) оставалось в пределах $2-1,2/1$, что соответствует хорошему балансу энергии в мишени и передаче заметной доли (5–8 %) от лазерной энергии в дейтерий-тритиевое (DT) горючее. В таблице 3 собраны результаты одномерных расчетов таких мишеней.

Представленные в табл. 3 расчеты проведены в ИММ РАН по программе Diana, в которой решается стандартный для кодов ЛТС набор уравнений, описывающих поглощение лазерного излучения, абляцию, сжатие и горение мишени, свойства вещества [27]. Недавно опубликованы результаты экспериментов по сжатию мишеней с DD-газом на установке Omega (США, см. табл. 1) в условиях хорошей симметрии облучения [28].

Результаты расчетов по программе Diana и экспериментальные данные [28] для лазерного импульса прямоугольной формы находятся в удовлетворительном согласии, что видно из данных табл. 4. Обозначения в этой таблице те же, что и в табл. 3, T_i — средняя по массе DD-газа температура за время горения (в расчете установлено, что нейтронный выход происходит во внутренней части DD-газа, соответствующей 30 % от полного значения $\langle \rho R \rangle$). Из приведенных данных можно заключить, что при хорошей симметрии распределения поглощенной энергии предсказываемые на основе кода Diana результаты для мишеней с пенистым абсорбером (мишеней типа "лазерный парник") имеют экспериментальные основания и являются интересными для последующих приложений.

Рассмотрим теперь вопрос о симметрии распределения поглощенной лазерной энергии при малом числе облучающих пучков. Поглощение лазерного излучения в нашей модели происходит в слое, толщина которого L мала или сравнима с радиусом мишени R . Угловое распределение плотности мощности энерговыделения $\sigma(\theta, \varphi)$ дается формулой

$$\sigma(\theta, \varphi) = \int_{R-L}^R \dot{\epsilon}(r, \theta, \varphi) r^2 dr, \quad \dot{\epsilon} = \sum_{i=1}^N \dot{\epsilon}_i(r, \psi_i(\theta, \varphi)). \quad (2)$$

Таблица 4. Соответствие данных расчетов и экспериментов по сжатию мишеней

	E_L , кДж	τ_L , нс	t_c , нс	N_{DD} , 10^{11}	$\langle \rho R \rangle$, мг см ⁻²	T_i , кэВ
[26]	23,3	1		1,27	61	3,6
Diana	23,3	1	1,5	1,5	43	3,2

⁴ Мишени с абсорбером из пены можно объединить названием "мишени типа "лазерный парник" (ЛП; Greenhouse Target, GHT) [16, 17].

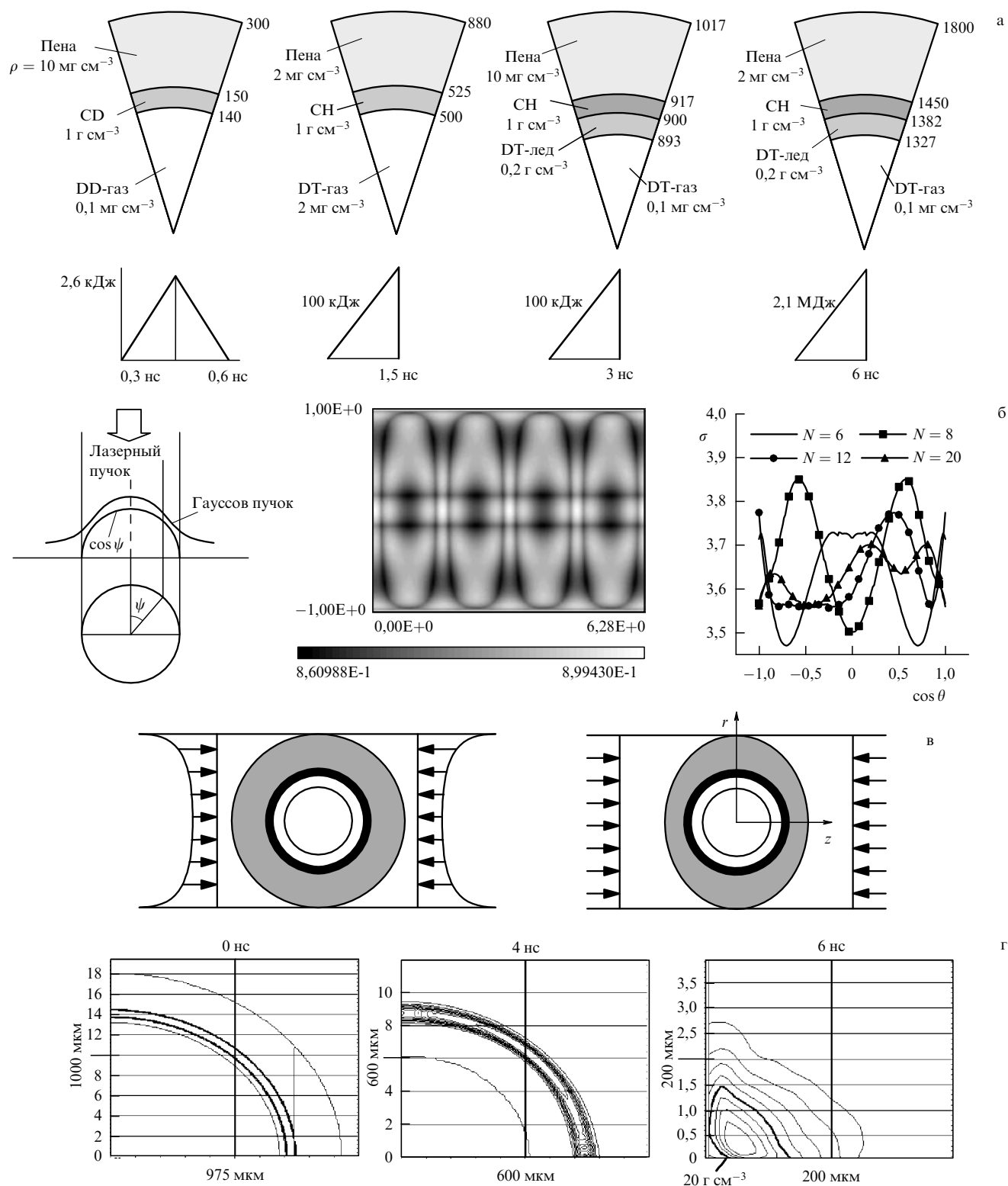


Рис. 4. (а) Схемы мишеней для различных значений энергии лазерного импульса. (б) Карта σ для однородного по массе поглощения ($L = 0,3R$, разрезы поля σ в разных вариантах распределения пучков). (в) Схема двухпучковой конфигурации облучающей системы и постановка задачи о профилированном абсорбере. (г) Двумерные расчеты сжатия мишени с базовым профилем ФИАН двумя пучками для трех моментов времени.

Здесь i соответствует данному пучку ($1 \leq i \leq N$), R — радиус мишени, r, θ, φ — координаты точки малого объема в сфере (где поглощается энергия), $\psi_i(\theta, \varphi)$ — угол между осью i -го пучка и радиус-вектором выбран-

ной точки, $\dot{\epsilon}$ — скорость поглощения в единице объема. При толщине слоя $L \rightarrow 0$ формула (2) переходит в соотношение, описывающее освещенность поверхности мишени.

Таким образом, как следует из модели раздела 2, использование слоя из пены для поглощения лазерного излучения сближает задачу получения однородного распределения поглощенной энергии с задачей достижения однородной освещенности. При конечном числе пучков задача достижения однородной освещенности имеет точное решение, состоящее в следующем. Если диаметр пучка равен диаметру мишени, распределение интенсивности в пучке задается формулой

$$I(r) = I_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)^{1/2}$$

(где r — расстояние до оси пучка, R — радиус мишени и пучка) и распределение пучков по поверхности мишени принадлежит к одному из классов, найденных в относительно недавней работе [29], то достигается идеальная симметрия освещенности при четном числе пучков, начиная с $N = 6$. Для получения идеальной симметрии можно использовать также число пучков $N = 8, 12, 20$ и их различные комбинации (например, 14, 20 или 60). Симметрия распределения пучков $N = 6, 8, 12, 20$ соответствует симметрии идеальных кристаллов. Результаты работы [29] использовались при определении числа пучков ($N = 60$) и их распределения в пространстве для лазерной установки Omega (США).

Для мишеней с абсорбером из пенного материала в рамках этого подхода следует проверить влияние реального распределения энергии в пучке (которое является гауссовым, а не пропорциональным $(1 - r^2/R^2)^{1/2}$, как в работе [29]), различных моделей и вариантов глубины поглощения лазерного излучения (толщины слоя L в формуле (2)), соотношения диаметров пучка и мишени, изменения со временем размеров мишени из-за нагрева и разлета и ряда других факторов. Эти вопросы были выяснены в серии численных расчетов, результаты которых изложены в работах [23–25].

Основные итоги расчетов представлены на рис. 4. На рисунке 4б показаны профили распределения энергии в пучке из работы [29] и гауссова пучка (масштабы не соблюдены), а также определение угла ψ_i в формуле (2); пример карты распределения $\sigma(\theta, \varphi)$ для $N = 6$ и однородного по массе поглощения с $L = 0,3R$; зависимости $\sigma(\theta, \varphi_i)$ в случае $N = 6, 8, 12, 20$ для меридианов φ_i , проходящих через ось пучка (при различных N эти меридианы не совпадают). В этих расчетах показатель асимметрии $\zeta = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/(\sigma_{\max} + \sigma_{\min})$ менялся в пределах 2–4 %, причем наибольшие возмущения соответствуют низким гармоникам сферических функций, т.е. длинноволновым возмущениям с $n = 6$ и $n = 8$, которые медленно растут при сжатии. Результаты слабо зависят от соотношения L и R и радиусов мишени R и пучка R_b для $R_b > R$. Однако если радиус пучка оказывается меньше радиуса мишени, показатель асимметрии существенно возрастает.

Дальнейшим развитием подхода, заложенного в формуле (2) (однородность поглощенной энергии пропорциональна однородности освещенности), является возможность использования для облучения только двух встречных пучков. (Эта возможность впервые обсуждалась в совместном докладе ОКРФ ФИАН и ИММ на XXVII Звенигородской конференции по физике плазмы в 2000 г.) Действительно, легко показать, что если профиль распределения энергии в пучке

$$I(r) = \frac{I_0}{\cos \phi} = \frac{I_0}{(1 - r^2/R^2)^{1/2}}$$

(в определенном смысле профиль "анти" [29]), то формально получается идеально симметричная освещенность сферы всего двумя встречными пучками (рис. 4в). Далее удастся найти профиль пучка для достижения близкого к сферически-симметричному распределению поглощенной энергии при различных R и L (результаты изложены в работах [23–25, 32]).

Возрастание интенсивности на границе пучка (в задаче освещенности формально бесконечное) может представить трудность при реализации двухпучкового облучения, поэтому исследовалась возможность использования пучков с однородной интенсивностью. При этом однородное распределение поглощенной энергии $\sigma(\theta, \varphi)$ достигается за счет выбора формы абсорбера. Такая форма была найдена (качественно она показана на рис. 4в). Мы полагаем, что сочетание возможностей профилированного пучка (типа $I_0/\cos \phi$, но не обязательно точно совпадающего с ним) и профилированного абсорбера (рис. 4в) делает реальным достижение однородного распределения поглощенной энергии в мишени и последующего ее сферически-симметричного сжатия при разумных требованиях к лазеру и мишени.

Таким образом, решение задачи, указанной в заглавии данного обзора, становится возможным. Разумеется, остаются интересными варианты гауссовых распределений при $N = 6, 8, 12$ и т.д. Появляются новые конструктивные возможности. Можно разбить пучки на группы, сфокусировать их в соответствии с размером мишени с учетом ее сжатия и включения лазерного излучения в каждой группе пучков в необходимый момент времени. Такие варианты облучения возможны при различных N [25].

Симметрия и однородность распределения поглощенной энергии являются промежуточным результатом. Более критическим является процесс сжатия и форма мишени перед зажиганием и термоядерным горением. Этот вопрос исследовался с помощью двумерных расчетов сжатия [30]. Для двухпучкового облучения ожидаемая трудность связана с тем, что в полярной области мишени (на оси пучка) зона поглощения велика (концентрация энергии мала), а вблизи экватора мишени (на периферии пучка) зона поглощения энергии узка (концентрация энергии высока). Однако перенос энергии в абсорбере выравнивает условия, в результате предварительные расчеты сжатия [21, 25] свидетельствуют о возможности сохранения симметрии мишени при двухпучковом сжатии в течение достаточно продолжительного времени. Рисунок 4г дает представление о симметрии процесса для мишени на 2,1 МДж, причем даже на поздней стадии ($t = 5-6$ нс) сохраняется близость к одномерным расчетам.

Итоги по проблеме симметрии и однородности распределения поглощенной энергии можно сформулировать следующим образом. Для мишеней с абсорбером из пены спектр начальных возмущений складывается из низкомодовых возмущений, связанных с числом облучающих пучков, возмущений, происходящих из неоднородностей пучков (интерференционных эффектов), возмущений, возникающих из-за влияния структуры пенного абсорбера и эффектов сглаживания неоднородностей, связанных с процессами переноса энергии в абсорбере. Возможность изготовления пены абсорбера с ячейками различных размеров дает основания для выбора благоприятных условий в случае двух последних процессов. Низкомодовые возмущения в рамках рассмотренных моделей оказываются на приемлемом уровне (рис. 4б). Для определения вклада мод среднего диапазона, в том числе связанных со структурой пучка, необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

Завершая раздел, посвященный мишеням, сделаем два замечания. Образец мишени для двухпучкового облучения с энергией 2,6 кДж был изготовлен в ФИАНе [24], так что эксперимент по двухпучковому облучению на существующих и создаваемых установках представляется возможным.

Сравнение расчетных параметров мишени на 2,1 МДж, приведенных в табл. 3, с расчетными параметрами мишени NIF [31] дано в работах [21, 24]. Отметим, что при близких значениях лазерной энергии и термоядерного выхода мишеней (17,6 МДж для NIF, 15,5 МДж для ЛП (ГНТ)) мишень NIF осуществляет более "холодное" и сильное сжатие: перед началом горения энергия DT-области 17,5 кДж, минимальный радиус этой области 44 мкм, степень сжатия по радиусу $C = 22$. Аналогичные результаты получены для мишени ЛП (ГНТ): 122 кДж, 98 мкм, $C = 14$. Данные для NIF более напряженные и поэтому в большей степени подвержены воздействию гидродинамических неустойчивостей, при сжатии облучение осуществляется по 192 направлениям. Сжатие мишени ЛП (ГНТ) может быть осуществлено по шести или восьми направлениям, и возможно достаточными окажутся всего два направления.

4. Заключение

Перспектива получения хорошей симметрии сжатия мишени с абсорбером из пены (типа "лазерный парник") при облучении малым числом лазерных пучков основана на том, что характер объемного поглощения в пене сохраняет черты, свойственные задаче об освещенности, а для последней уже доказана формальная возможность построения сферически-симметричного распределения. Физические модели процессов, математические программы для расчета различных стадий облучения, сжатия и горения мишеней позволяют в принципе искать оптимальные значения параметров для различных конкретных условий экспериментов. Полученные результаты и их развитие с учетом дальнейших экспериментов позволят существенно упростить конструкцию энергетического реактора, поскольку рассматриваемая концепция допускает радикальное сокращение числа направлений облучения, снижение требований к взаимной когерентности пучков, их профилированию и, возможно, длине волны излучения.

Работы по обсуждаемой проблеме выполнены в ТРИНИТИ, ИММ РАН и ОКРФ ФИАН при поддержке грантов РФФИ (01-02-17361, 01-02-17336, 02-02-16966) и гранта INTAS (0572).

Список литературы

1. Rozanov V B et al., in *Energy from Inertial Fusion* (Ed. W J Hogan) (Vienna: IAEA, 1995) Ch. II, p. 21
2. Забабахин Е И *УФН* **85** 721 (1965)
3. Nuckolls J et al. *Nature* **239** 139 (1972)
4. Афанасьев Ю В и др. *Приклад. матем. и мех.* **39** 451 (1975)
5. *Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней* (Труды ФИАН, Т. 134, Отв. ред. Н Г Басов) (М.: Наука, 1982)
6. Розанов В Б *Квантовая электрон.* **24** 1095 (1997)
7. Lindl J *Phys. Plasmas* **2** 3933 (1995)
8. Афанасьев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **21** 150 (1975)
9. Афанасьев Ю В и др., in *IAEA 5th Conf. Proc., Tokyo, Japan, 11–15 Nov. 1974* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1975) p. 559
10. Tarter C B, in *Inertial Fusion Sciences and Applications 2001, IFSA2001: Proc. of the 2nd Intern. Conf., Kyoto, Japan, Sept. 9–14, 2001* (Eds K A Tanaka, D D Meyerhofer, J Meyer-ter-Vehn) (Paris: Elsevier, 2002) p. 9
11. Galmiche D, Cherfils C, in *ECLIM2002: 27th European Conf. on Laser Interaction with Matter, 7–11 October 2002, Moscow, Russia* (Proc. SPIE, Vol. 5228, Eds O N Krokhin, S Y Gus'kov, Yu A Merkul'ev) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 28
12. Regan S P et al., in *Inertial Fusion Sciences and Applications 2001, IFSA2001: Proc. of the 2nd Intern. Conf., Kyoto, Japan, Sept. 9–14, 2001* (Eds K A Tanaka, D D Meyerhofer, J Meyer-ter-Vehn) (Paris: Elsevier, 2002) p. 89
13. Rukavishnikov N N et al., in *ECLIM2002: 27th European Conf. on Laser Interaction with Matter, 7–11 October 2002, Moscow, Russia* (Proc. SPIE, Vol. 5228, Eds O N Krokhin, S Y Gus'kov, Yu A Merkul'ev) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 665
14. Gombert H *Laser Focus* (December) 18 (1974)
15. McCall G H, Morse R L *Laser Focus* (December) 40 (1974)
16. Гуськов С Ю, Розанов В Б, в сб. *Всерос. конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, 1994: Аннотации докладов*
17. Гуськов С Ю, Змитренко Н В, Розанов В Б *ЖЭТФ* **108** 548 (1995)
18. Бугров А Э и др. *ЖЭТФ* **111** 903 (1997)
19. Бугров А Э и др. *ЖЭТФ* **115** 805 (1999)
20. Гуськов С Ю и др. *Квантовая электрон.* **30** 191 (2000)
21. Вергунова Г А и др., Препринт № 58 (М.: ФИАН, 1999)
22. Bugrov A E et al., in *ECLIM2002: 27th European Conf. on Laser Interaction with Matter, 7–11 October 2002, Moscow, Russia* (Proc. SPIE, Vol. 5228, Eds O N Krokhin, S Y Gus'kov, Yu A Merkul'ev) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 8
23. Stepanov R V et al., in *ECLIM2002: 27th European Conf. on Laser Interaction with Matter, 7–11 October 2002, Moscow, Russia* (Proc. SPIE, Vol. 5228, Eds O N Krokhin, S Y Gus'kov, Yu A Merkul'ev) (Bellingham, Wash.: SPIE, 2003) p. 233
24. Rozanov V B et al., in *Inertial Fusion Sciences and Applications 2001, IFSA2001: Proc. of the 2nd Intern. Conf., Kyoto, Japan, Sept. 9–14, 2001* (Eds K A Tanaka, D D Meyerhofer, J Meyer-ter-Vehn) (Paris: Elsevier, 2002) p. 200
25. Гуськов С Ю и др. *Квантовая электрон.* **33** 95 (2003)
26. Гуськов С Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 462 (1996)
27. Самарский А А и др. *Вопр. атом. науки и техн. Сер. Методика и программы численного решения задач математической физики* (2(13)) **38** (1983)
28. *LLE Review Quarterly Report* **93** (October–November) 1 (2002); http://www.lle.rochester.edu/pub/review/v93/93_Review.pdf
29. Simmons W W, in *Solid State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion (ICF)* (Proc. SPIE, Vol. 2633, Ed. W F Krupke) (Bellingham, Wash.: SPIE, 1995) p. 249
30. Исаков А Б и др., Препринт № 48 (М.: ФИАН, 2000)
31. Haan S W et al. *Phys. Plasmas* **2** 2480 (1995)
32. Розанов В Б и др., Препринт № 23 (М.: ФИАН, 2002)

On the possible realization of spherical compression for fusion targets irradiated by two laser beams

V.B. Rozanov

P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel./Fax (7-095) 132-1196
E-mail: rozanov@sci.lebedev.ru

Research into the interaction of laser radiation with low-density foam type materials is reviewed. When such materials are used as energy absorbers in spherical fusion targets, the energy absorption and transfer physics allows the number of irradiating laser beams to be reduced to as low as two provided the spherical compression approach is used. The large number (100–200) of beams required by traditional (direct and indirect) irradiation schemes is very difficult to realize under the conditions of a fusion reactor.

PACS numbers: 28.52.Cx, **52.57. – z**

Bibliography — 32 references

Received 18 September 2003, revised 18 December 2003