

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАЛОПЛОТНЫМИ ПОРИСТЫМИ СРЕДАМИ

*А. Э. Бугров**, *И. Н. Бурдонский*, *В. В. Гаврилов*, *А. Ю. Гольцов*,
*С. Ю. Гуськов**, *Е. В. Жужукало*, *Н. Г. Ковальский*, *М. И. Пергамент*,
В. М. Петряков, *В. Б. Розанов**

*Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092, г. Троицк, Московская обл., Россия*

** Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 июля 1996 г.

Экспериментально исследовались процессы поглощения лазерного излучения и переноса энергии в пористых мишенях из «агар-агара» ($C_{14}H_{18}O_7$) со средней плотностью $1-4 \text{ мг/см}^3$, облучаемых сфокусированным пучком неодимового лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см^2 при длительности импульса 2.5 нс. Применение малоплотных пористых сред в качестве компонент сложных мишеней может способствовать успешному решению таких важнейших научно-технических проблем как инерционный термоядерный синтез, создание лазеров рентгеновского диапазона и моделирование астрофизических явлений в лабораторных условиях. В экспериментах с различными по плотности и толщине пористыми мишенями применялись оптические и рентгеновские методы диагностики, обеспечивающие проведение измерений с высоким временным и пространственным разрешением. Показано, что внутри пористой мишени формируется область плотной высокотемпературной плазмы, которая эффективно поглощает лазерное излучение. Скорость переноса энергии из области поглощения в окружающие слои пористого вещества достигает $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Экспериментальные данные хорошо согласуются с предсказаниями разработанной теоретической модели, учитывающей специфические особенности поглощения лазерного излучения в пористом веществе и базирующейся на представлении о переносе энергии в нем гидротепловой волной.

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение малоплотных пористых сред в качестве компонент различного рода мишеней, облучаемых мощными лазерными импульсами, представляется весьма перспективным для изучения физики взаимодействия лазерного излучения с веществом и может способствовать успешному решению ряда важнейших научно-технических проблем. Это и инерционный термоядерный синтез, и реализация источников когерентного излучения в рентгеновской области спектра, и моделирование астрофизических явлений в лабораторных условиях, и, наконец, фундаментальные исследования свойств и состояния веществ при динамических нагрузках в мегабарном диапазоне давлений.

Развитие работ по инициированию термоядерного синтеза в микромишенях мощными лазерными пучками привело к выработке в достаточной мере обоснованных требований к параметрам лазерного излучения и к конструкциям мишеней. Применение в сложных конструкциях мишеней материалов со средней плотностью на два-три порядка меньшей нормальной твердотельной плотности позволяет, в принципе, обеспе-

читать симметричное сжатие термоядерного топлива и реализовать термоядерный поджиг при существенно менее жестких требованиях к параметрам лазерной системы и условиям облучения. В схеме с прямым облучением путем подбора толщины и начальной плотности слоя пеноматериала из элементов с малыми атомными номерами, наносимого на поверхность сферической термоядерной мишени, можно существенным образом влиять на пространственное распределение плотности в формируемой у облучаемой поверхности плазменной короне. В результате появляется возможность эффективного сглаживания неоднородностей облучения при высоких значениях абляционного давления на поверхности мишени. Для варианта с непрямым облучением малоплотное вещество, располагаемое у облучаемой лазерными пучками внутренней поверхности оболочки-конвертора из тяжелых элементов, может сдерживать расширяющуюся переизлучающую плазму, обеспечивая требуемую равномерность распределения интенсивности рентгеновского излучения на поверхности термоядерной мишени. Пористая среда является принципиально необходимым элементом и в конструкции перспективных мишеней типа «лазерный парник» [1]. Привлекательным также является возможность влиять на спектральный состав рентгеновской эмиссии плазмы за счет введения в пористую мишень небольших добавок из различных элементов.

Основной особенностью пористых малоплотных мишеней является их негомогенность. Структура такого вещества представляет собой, как правило, неупорядоченное чередование частиц различной формы с нормальной твердотельной плотностью и пустот. Поглощение мощного лазерного излучения, механизмы переноса энергии и гидродинамические процессы в средах с дискретной структурой могут иметь весьма специфический характер и привлекают в последнее время все большее внимание исследователей [2].

В отличие от классического процесса рассеяния света в дисперсной среде при интенсивностях лазерного излучения, превышающих 10^{12} Вт/см², в пористой среде происходит нагрев и разлет элементов структуры, размеры которых, таким образом, увеличиваются, что приводит к уменьшению со временем длины области эффективного поглощения.

Рассмотрим случай, когда средняя плотность электронов в пористой мишени ниже критической плотности для заданной длины волны лазерного излучения. Уменьшение длины области взаимодействия, связанное с перекрытием сечения лазерного пучка разлетающимися плотными элементами пористого вещества, будет происходить до момента, когда частицы вещества разгрузятся до критической плотности. После этого сформируется область «объемного» поглощения лазерного излучения, продольный размер которой (вдоль направления лазерного пучка) определяется классическим столкновительным механизмом:

$$L_T = \frac{9.2 \cdot 10^{-8}}{Z} \left(\frac{A}{Z} \right)^2 \frac{T^{3/2}}{\lambda^2 \rho^2}.$$

Здесь A , Z — соответственно атомный номер и заряд ионов плазмы, λ — длина волны лазерного излучения (в мкм), T — температура электронов (в кэВ), ρ — плотность плазмы (в г/см³). Наконец, после «полного внутреннего испарения» (когда плотность плазмы становится равной средней начальной плотности) пористого вещества длина области объемного поглощения будет зависеть лишь от температуры плазмы. (Предполагается, что длительность лазерного импульса достаточно велика, так что все обсуждаемые процессы успевают произойти до его окончания.)

Каков механизм переноса энергии из формирующейся зоны «объемного» поглощения в более холодные внутренние слои мишени? Волна электронной теплопроводности могла бы сформироваться только после заполнения пор вещества плазмой при «внутреннем испарении» плотных элементов. В наших же условиях перенос энергии от зоны поглощения лазерного излучения может осуществляться волной, для которой уместно название «гидротепловая волна». Такая волна формируется при распространении гидродинамических потоков плазмы по пористому веществу низкой плотности, причем за фронтом волны за счет электронной теплопроводности происходит быстрое выравнивание температуры плазмы. Скорость гидротепловой волны близка к скорости звука и при ожидаемых температурах плазмы порядка 1 кэВ составляет $\sim 2 \cdot 10^7$ см/с, в то время как скорость волны электронной теплопроводности при такой температуре и плотности 10^{-3} – 10^{-2} г/см³ превышает $\sim 5 \cdot 10^7$ см/с.

Настоящая работа посвящена экспериментальным и теоретическим исследованиям взаимодействия мощного лазерного излучения с малоплотными пористыми средами. В разд. 2 описываются условия проведения экспериментов, параметры использовавшихся мишеней, а также диагностический комплекс. В разд. 3 приведены результаты экспериментов и их обсуждение. Разработанной теоретической модели и сопоставлению результатов расчетов с экспериментальными данными посвящен разд. 4. Основные выводы сформулированы в разд. 5.

2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Экспериментальные исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с малоплотными мишенями проводились на установке «Мишень» [3] при следующих условиях облучения: длина волны излучения 1.054 мкм; полуширина лазерного импульса ~ 2.5 нс с фронтом нарастания 0.3 нс; излучение фокусировалось на мишень линзой с относительным отверстием 1:10 (полуширина распределения интенсивности в пределах фокального пятна составляла ~ 150 мкм); плотность светового потока на поверхности облучаемой мишени составляла 10^{14} Вт/см². В экспериментах использовались плоские мишени толщиной 100–1000 мкм, изготовленные из «агар-агара» (C₁₄H₁₈O₇) с плотностью в диапазоне 1–10 мг/см³, а также многослойные мишени, в которых на облучаемую, тыльную или обе поверхности низкоплотного вещества наносились слои алюминия толщиной 1–6 мкм. Агар представляет собой хаотическую структуру из нитей твердотельной плотности диаметром 1–2 мкм при расстоянии между нитями 10–50 мкм. Технология изготовления мишеней из агара была разработана в ТРИНИТИ С. Ф. Медовщиковым и С. Л. Недосеевым [4].

Диагностический комплекс, использовавшийся для исследования механизмов взаимодействия лазерного излучения с мишенями низкой плотности и переноса энергии в таких мишенях, включал в себя набор методик, основанных на измерении рентгеновского излучения плазмы, а также оптические методы диагностики. Рентгеновские методы включали в себя: интегральные во времени калориметрические измерения в диапазоне длин волн 0.5–2 нм; построение изображений плазмы при помощи камер-обскура за различными фильтрами при наблюдении как вдоль поверхности облучаемой мишени (с пространственным разрешением ~ 15 мкм), так и под углом $\sim 30^\circ$ к направлению лазерного пучка (с пространственным разрешением ~ 25 мкм); регистрацию рентгеновской эмиссии плазмы при помощи фотодиодов с временным разрешением ~ 0.5 нс.

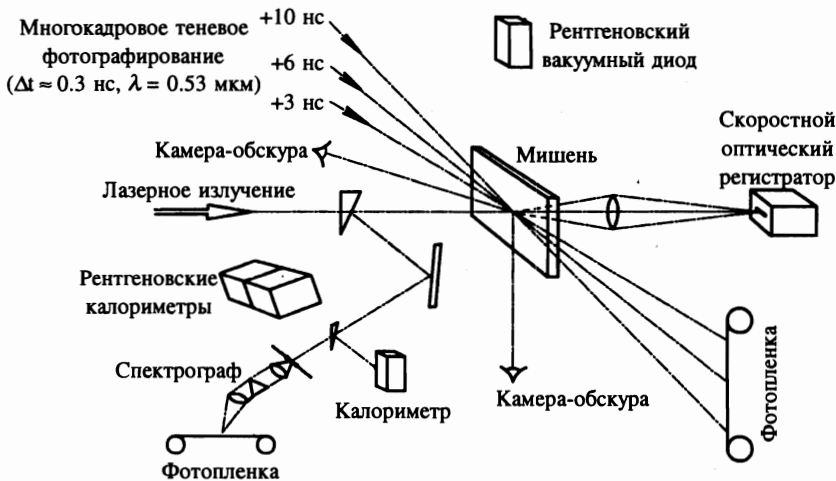


Рис. 1. Схема размещения диагностической аппаратуры

Оптические методы включали в себя: многокадровое теневое фотографирование разлета образующейся плазмы (время экспозиции отдельного кадра составляло ~ 0.3 нс, длина волны зондирующего излучения $\lambda = 0.53$ мкм, пространственное разрешение ~ 30 мкм); измерения при помощи фоторегистратора «Агат-СФ» временного хода свечения тыльной поверхности облучаемой мишени в диапазоне длин волн 400–700 нм с пространственным разрешением ~ 30 мкм и временным разрешением 50 пс; интегральные во времени измерения спектра излучения, рассеянного в апертуру фокусирующей линзы. Схема размещения рентгеновской и оптической диагностик приведена на рис. 1а, б.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Обратимся прежде всего к результатам измерений свечения тыльной поверхности мишеней в видимом диапазоне длин волн 400–700 нм, выполненных с пространственным (вдоль выделяемого щелью направления) и временным разрешением при помощи электронно-оптической камеры «Агат-СФ». На рис. 2а–в приведены результаты измерения временного хода свечения тыльной поверхности мишени, зарегистрированные в экспериментах по облучению плоских мишеней из агара трех различных типов. На рис. 2а обращает на себя внимание первая вспышка, совпадающая по времени с началом лазерного импульса, облучающего мишень. Эта вспышка обусловлена прохождением лазерного излучения сквозь мишень на начальной стадии процесса облучения. Отметим, что аналогичный эффект наблюдался нами ранее в экспериментах по облучению тонких пластиковых пленок из майлара [5]. Длительность фазы частичной прозрачности составляет, как следует из рис. 2а, 200–300 пс. Как и следовало ожидать, эта вспышка отсутствует в случае, когда на тыльную поверхность мишени нанесен слой алюминия толщиной 1.5 мкм (рис. 2б). На всех приведенных эопограммах с задержкой во времени относительно начала лазерного импульса наблюдается резкое

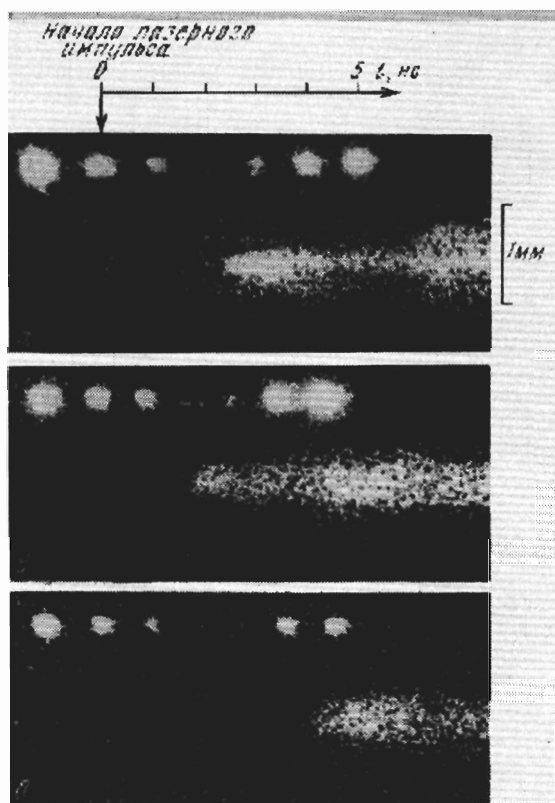


Рис. 2. Временной ход свечения тыльной поверхности мишеней из агара плотностью 1 мг/см^3 толщиной 600 мкм (а), 500 мкм (б) и 1000 мкм (в). В случаях (б) и (в) на тыльную поверхность мишени нанесен слой алюминия толщиной 1.5 мкм

нарастание интенсивности свечения тыльной поверхности мишени. Задержка появления этой вспышки относительно начала лазерного импульса возрастает с увеличением толщины мишени, как можно видеть из сравнения рис. 2а, б и в. Если предположить, что происхождение вспышки связано с переносом энергии из формирующейся зоны эффективного поглощения лазерного излучения на тыльную поверхность мишени, то, считая скорость переноса энергии в пористом веществе постоянной, легко получить оценку этой скорости v_T , а также оценить толщину зоны поглощения Δ . Для условий экспериментов, результаты которых приведены на рис. 2, соответствующие значения составляют $v_T \sim 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $\Delta \sim 150 \text{ мкм}$. (Здесь, как и всюду далее, мы пренебрегаем сравнительно небольшой ($\sim 100 \text{ пс}$) задержкой во времени, связанной с прохождением ударной волны по слою алюминия толщиной 1.5 мкм.)

Вопрос о механизме переноса энергии из зоны поглощения со столь высокими скоростями заслуживает особого обсуждения. Одним из возможных механизмов могло бы явиться распространение ударной волны из зоны высокого давления (зоны поглощения лазерного излучения) в глубь мишени. Для проверки этого предположения были по-

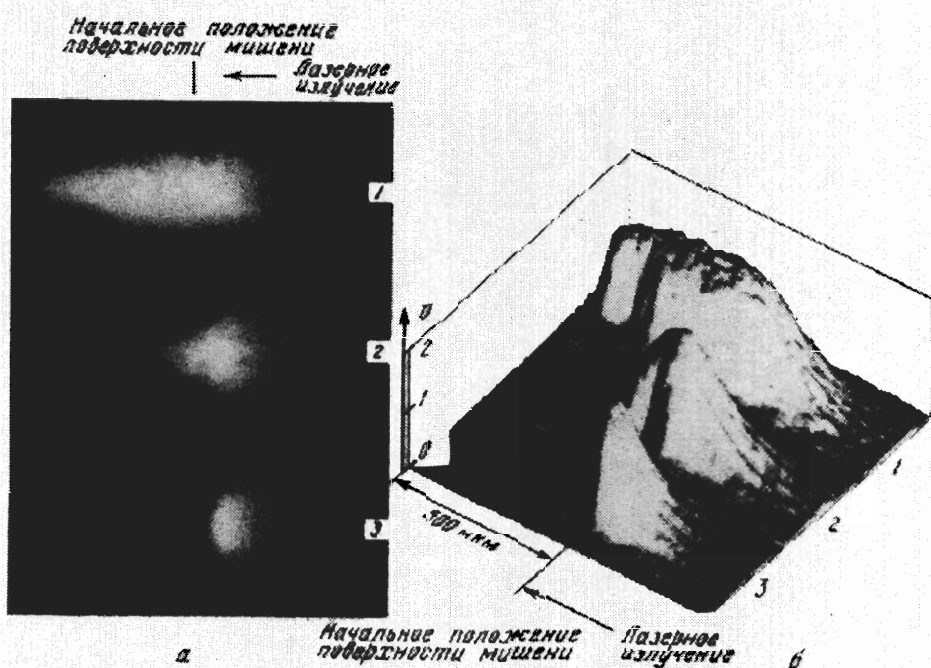


Рис. 3. Обскурограммы (а) и соответствующие распределения почернений (б), полученные при облучении мишеней из агара толщиной 500 мкм и плотностями 1 мг/см^3 (1) и 4 мг/см^3 (2), а также при облучении мишени из лавсана толщиной 10 мкм (3)

ставлены эксперименты по облучению трехслойных мишеней, в которых пористая среда (агар с плотностью $\sim 1 \text{ мг/см}^3$ и толщиной от 500 мкм до 1000 мкм) была заключена между слоями алюминия на облучаемой и тыльной поверхностях мишени (толщиной 6 мкм и 1.5 мкм соответственно). В этих условиях перенос энергии по пористому веществу осуществляется в основном за счет распространения ударной волны. Из наших предыдущих опытов по облучению алюминиевых фольг толщиной 6 мкм [6] известно, что при длительности лазерного импульса $\sim 2.5 \text{ нс}$ и плотности светового потока $\sim 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ слой алюминия толщиной $\sim 4 \text{ мкм}$ ускоряется в направлении распространения лазерного пучка и приобретает скорость $(6-8) \cdot 10^6 \text{ см/с}$. В экспериментах с трехслойными мишенями ускоренная относительно холодная (5-10 эВ) алюминиевая плазма играет роль «поршня», возбуждающего ударную волну в пористом веществе. Эксперименты показали, что скорость распространения ударной волны в агаре практически совпадает со скоростью «поршня» и оказывается в несколько раз меньше скорости переноса энергии (v_T), зарегистрированной при облучении однослойных мишеней из агара. Таким образом, ударно-волновой механизм не является ответственным за перенос энергии в однослойных пористых мишенях.

Информация о размерах и температуре плазменного слоя, образующегося внутри мишеней из агара, была получена путем регистрации рентгеновского излучения в диапазоне энергии квантов 1-1.5 кэВ при помощи камер-обскур. На рис. 3 приведены

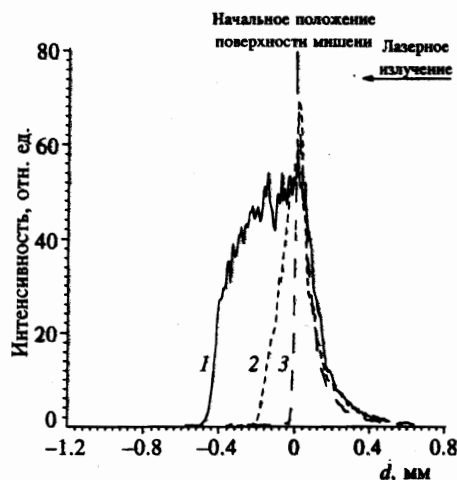


Рис. 4. Распределения интенсивности рентгеновского излучения плазмы вдоль направления лазерного пучка, полученные в результате обработки обскурограмм, приведенных на рис. 3

обскурограммы, полученные за бериллиевым фильтром толщиной 50 мкм при наблюдении перпендикулярно направлению лазерного луча в экспериментах по облучению мишеней из агара толщиной 500 мкм с плотностями 1 мг/см³ (1) и 4 мг/см³ (2). Для сравнения на том же рисунке представлена обскурограмма, полученная при облучении мишени из лавсана с твердотельной плотностью толщиной 10 мкм (3). Результаты обработки этих обскурограмм приведены на рис. 4. Как видно из этих рисунков, продольный (в направлении лазерного пучка) размер образующегося высокотемпературного плазменного слоя составляет 400–500 мкм для мишени с начальной плотностью 1 мг/см³ и 150–200 мкм для мишени с начальной плотностью 4 мг/см³. Электронная температура плазмы определялась методом фильтров и для мишеней всех типов составила 0.8–1 кэВ, несколько уменьшаясь по направлению в глубь пористой мишени. Например, для мишени с плотностью 1 мг/см³ $T_e \approx 0.6$ –0.7 кэВ на расстоянии 350 мкм от облучаемой поверхности. Следует отметить, что при облучении мишеней пониженной плотности интенсивность рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов 1–1.5 кэВ в 2–3 раза превышала соответствующую величину, полученную в экспериментах с лавсановой мишенью.

Приведенная выше совокупность экспериментальных данных хорошо согласуется с результатами многокадрового теневого фотографирования пористых мишеней, облучаемых мощным лазерным пучком. На рис. 5а, б представлены теневые фотографии, зарегистрированные в экспериментах с мишенью из агара толщиной 500 мкм и плотностью 1 мг/см³ (а) и лавсановой пленки толщиной 10 мкм (б). Видно, что общая картина разлета плазмы в этих случаях существенно различна. При облучении лавсановой пленки поперечный размер зоны высокого давления на тыльной поверхности мишени практически совпадает с диаметром фокального пятна лазерного пучка (рис. 5б), тогда как в случае низкоплотной мишени этот размер, как явствует из рис. 5а, в несколько раз превышает диаметр фокального пятна. Причем уже на третьей наносекунде после начала облучения в движение оказывается вовлеченным практически все вещество пористой мишени (см. рис. 5а). На рис. 6 приведены результаты теневого фотографирования процесса разлета плазмы в экспериментах по облучению мишеней из агара плотностью 1 мг/см³ различной толщины, причем на тыльной поверхности обе-

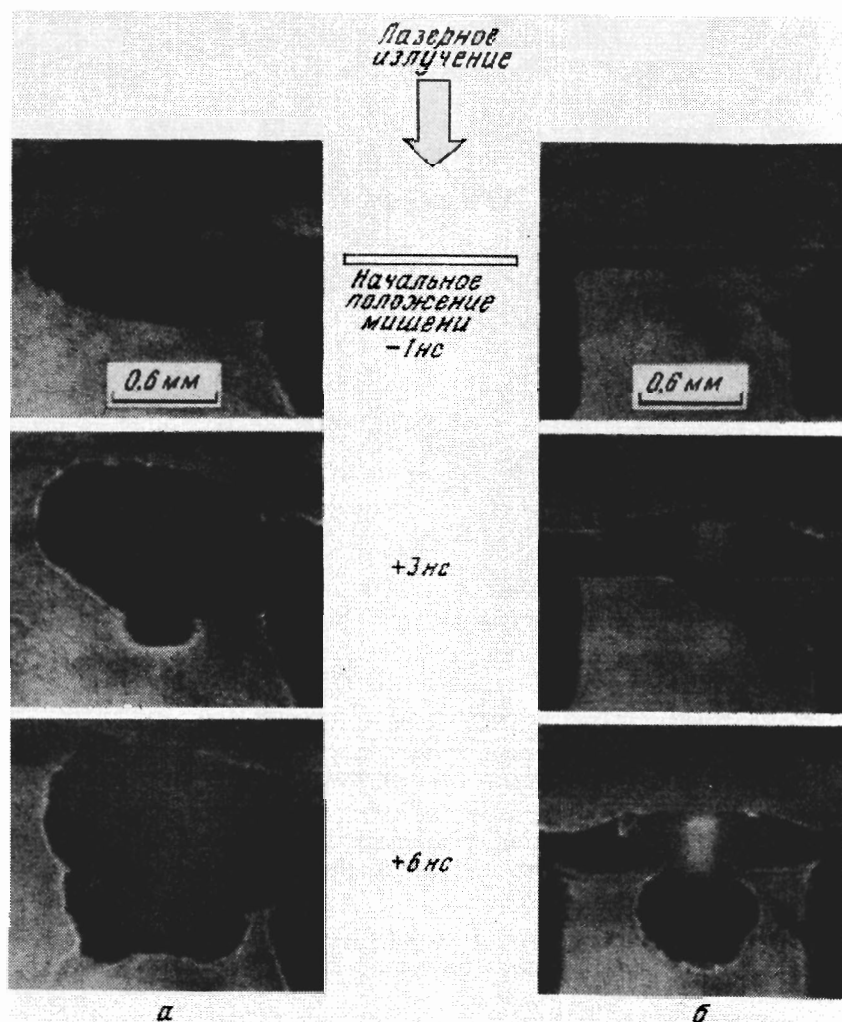


Рис. 5. Теневые фотографии, зарегистрированные в экспериментах по облучению мишени из агара плотностью 1 мг/см^3 и толщиной 500 мкм (а) и мишени из лавсана толщиной 10 мкм (б)

их мишеней был нанесен слой алюминия толщиной 1.5 мкм . Подобные фотографии позволяют измерить скорость направленного движения алюминиевого слоя и оценить давление (плотность энергии) на тыльной поверхности пористого вещества, которые в случае мишени из агара толщиной 500 мкм и плотностью 1 мг/см^3 (см. рис. 6а) составляют соответственно $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $\sim 2.5 \text{ Мбар}$. При возрастании начальной толщины пористого вещества скорость алюминиевой фольги уменьшается (см. рис. 6б). К аналогичному эффекту приводит и увеличение начальной плотности мишени из агара. Алюминиевая фольга толщиной 1.5 мкм эффективно сдерживает расширение в вакуум

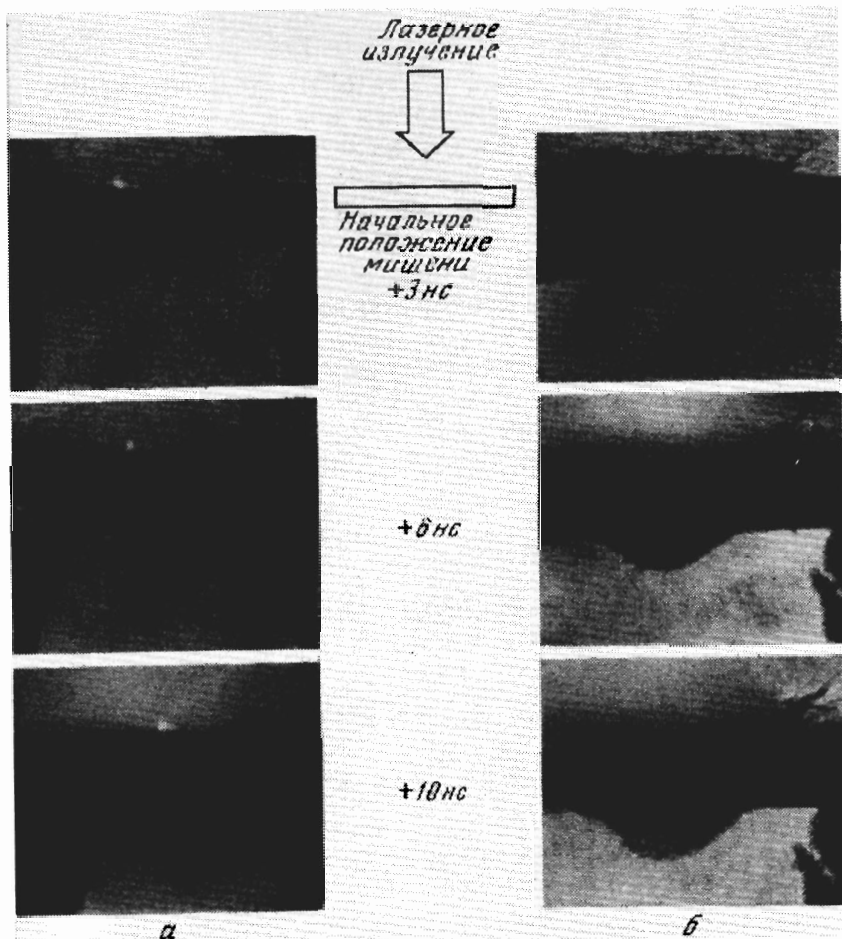


Рис. 6. Теневые фотографии, зарегистрированные в экспериментах по облучению мишени из агара плотностью 1 мг/см^3 толщиной 350 мкм (а) и 1000 мкм (б). На тыльную поверхность мишеней нанесен слой алюминия толщиной 1.5 мкм

нагретого вещества пористой мишени, и движение наблюдается только в пределах зоны максимального давления. Поперечный размер этой зоны слабо зависит от толщины и плотности пористого вещества и составляет $\sim 500 \text{ мкм}$, т. е. в несколько раз превышает размер фокального пятна на облучаемой поверхности мишени.

Особенности взаимодействия мощного лазерного излучения с использовавшимися пористыми мишенями обусловлены пониженной плотностью и большой протяженностью формирующейся плазмы. При полной ионизации вещества мишени из агара с плотностью 4 мг/см^3 концентрация электронов близка к критической плотности для основной гармоники неодимового лазера, а продольный размер образующейся плазмы, как показывают приведенные выше данные, в несколько сот раз превышает длину волны лазерного излучения. Известно [7], что такие условия при достаточно высоких

плотностях светового потока ($\geq 10^{14}$ Вт/см²) являются благоприятными для развития в плазме различного рода аномальных процессов (ВРМБ, ВКР, параметрические распад-ные неустойчивости), которые могут привести к нежелательным последствиям при использовании пористых сред в мишенях для лазерного термоядерного синтеза (уменьшение коэффициента поглощения лазерного излучения, генерация быстрых частиц, снижение коэффициента конверсии лазерного излучения в рентгеновское и т. д.). Однако предварительные эксперименты, в которых измерялись энергия и спектр излучения, рассеянного в апертуру фокусирующей линзы, показали, что при плотности светового потока $\sim 10^{14}$ Вт/см² доля рассеиваемой энергии составляет 5–6% от энергии лазерного импульса как в случае облучения пористых мишеней, так и при облучении мишеней из лавсана твердотельной плотности. Интересно отметить, что в спектре рассеяния излучение на частоте второй гармоники ($\lambda = 0.53$ мкм) наблюдалось даже при облучении мишеней из агара с начальной плотностью 1 мг/см³, хотя в этом случае максимальная электронная плотность плазмы для мишеней из агара с начальной плотностью 1 мг/см³ при полной ионизации пористого вещества ($n_e \approx 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³) в несколько раз ниже критического значения.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОРИСТЫМ ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Поглощение лазерного излучения в пористом веществе

Рассмотрим задачу о поглощении лазерного пучка в плоском слое пористого вещества с учетом процессов «внутреннего испарения» первоначально твердых элементов при их нагревании лазерным излучением. Свойства пористого вещества определяются элементным составом, плотностью и размерами твердых частиц вещества, а также размерами пор. В экспериментах использовались мишени из агара, который состоит из хаотически расположенных волокон (нитей) твердотельной плотности длиной $l \sim 10$ –50 мкм и радиусом $b_0 \sim 1$ мкм ($l \gg b_0$). Средний размер пор r_p и среднее количество волокон в единице объема n выражаются через размеры и массовую плотность материала нитей ρ_0 , а также среднюю массовую плотность пористого вещества ρ_a следующим образом:

$$r_p \simeq \pi^{1/3} b_0^{2/3} l^{1/3} (\rho_0 / \rho_a)^{1/3}, \quad n = \rho_a / (\rho_0 \pi b_0^2 l). \quad (1)$$

Для пористого вещества, состоящего из хаотически расположенных волокон, степень геометрического перекрытия лазерного пучка на единице длины вдоль направления распространения пучка представляется выражением $\sigma_* = 2/\pi b_0 l n$.

При распространении лазерного пучка в глубь пористого вещества на расстоянии x от поверхности перекрытой оказывается часть светового потока, которая в пренебрежении рассеянием излучения, составляет:

$$\sigma = 1 - \exp(-\sigma_* x) \simeq \sigma_* x. \quad (2)$$

Поскольку длина волокон агара значительно превышает их радиус ($l \gg b_0$), расширение отдельной нити при ее нагреве лазерным излучением можно рассматривать в приближении цилиндрического разлета. При этом согласно (2) увеличение степени непрозрачности пористого вещества в процессе «внутреннего испарения» оказывается

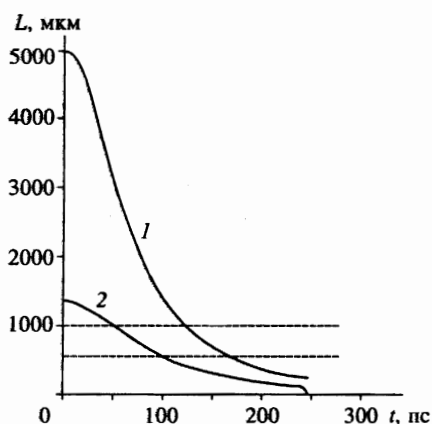


Рис. 7. Зависимости от времени длины поглощения лазерного пучка в пористом веществе со средней плотностью 1 мг/см³ (1) и 4 мг/см³ (2). Штриховыми линиями отмечены характерные толщины использовавшихся мишеней

прямо пропорциональным радиусу расширяющихся волокон. Как будет показано ниже, в условиях обсуждаемых экспериментов длительность процесса «внутреннего испарения» (гомогенизации) пористого вещества в области воздействия лазерного пучка оказывается меньше длительности переднего фронта лазерного импульса. Проводя расчет для цилиндрического изотермического расширения нити пористого вещества при линейно нарастающей мощности лазерного излучения, получаем следующие выражения для непрозрачности σ и длины поглощения лазерного излучения $L = \sigma_*^{-1}$:

$$\sigma = x/L, \quad L = L_0 [1 + (t/t_*)^2]^{-2}, \quad 0 \leq t \leq t_{cr,a}. \quad (3)$$

Здесь $L_0 = \pi^2 \rho_0 b_0 / 2\rho_a$ — длина поглощения, отвечающая начальному состоянию пористого вещества; $t_* = [24\pi^2 / (\gamma - 1)(\rho_0 b_0^3 / k_a I_m t_1)]^{1/2}$; k_a — средний коэффициент поглощения лазерного излучения отдельной расширяющейся нитью; t_1 — длительность переднего фронта лазерного импульса; $I_m = I(t_1)$; γ — постоянная адиабаты; $t_{cr,a} = [(\rho_0 / \rho_{cr,a})^{1/4} - 1]^{1/2} t_*$ — конечные времена процесса формирования области поглощения лазерного пучка: t_{cr} — время «внутреннего испарения» нити до критической плотности (для вещества с плотностью $\rho_a < \rho_{cr}$), t_a — время «полного внутреннего испарения» до средней плотности ρ_a (для вещества с плотностью $\rho_a > \rho_{cr}$).

На рис. 7 представлены зависимости от времени длины области поглощения лазерного пучка в пористом веществе при двух значениях его средней плотности (1 мг/см³ — докритическая плотность и 4 мг/см³ — надкритическая плотность), рассчитанные по формуле (3). Коэффициент поглощения был взят равным 0.5, а начальный радиус нити — 1 мкм. Результаты расчетов показывают, что длительности процесса формирования области поглощения лазерного излучения в мишенях, которые использовались в экспериментах, оказываются меньше длительности переднего фронта лазерного импульса ($t_1 = 0.3$ нс). Длина поглощения лазерного пучка в пористом веществе с плотностью близкой к критической в процессе «внутреннего испарения» уменьшается от начального значения L_0 , которое зависит от плотности вещества ρ_a и составляет несколько мм, до значения $L \approx L_0(\rho_{cr}/\rho_0)^{1/2}$, соответствующего критической плотности расширяющихся нитей и составляющего ≈ 200 мкм. Согласно (3) для мишени толщиной Δ_a длительность стадии прозрачности составляет

$$t_{tr} = \left[(L_0 / \Delta_a)^{1/2} - 1 \right]^{1/2} t_*, \quad \Delta_a < L_0. \quad (4)$$

Тогда для мишени со средней плотностью $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$ длительность стадии прозрачности составляет 150 пс при толщине мишени 500 мкм и 120 пс при толщине мишени 1000 мкм. И действительно, в экспериментах это время не превышало 300 пс.

Пространственное распределение (вдоль оси лазерного пучка) удельной (на один ион) поглощенной энергии определяется по формуле

$$E(x, t) = \frac{1}{B\rho_a} \int_0^{t_f(x)} k_a I(t) \sigma(x, t) dt, \quad (5)$$

в которой t_f — момент прихода фронта сокращающейся области поглощения в точку с координатой x , $B = [Z/(\gamma - 1)A] \cdot 10^{15} \text{ эрг/г}\cdot\text{кэВ}$ — удельная теплоемкость плазмы. Для пористого вещества с докритической средней плотностью пространственное распределение удельной энергии в области поглощения с конечной длиной $L_{cr} \approx L_0(\rho_{cr}/\rho_0)^{1/2}$ в достаточной степени однородно. Величина удельной поглощенной энергии в этой области к моменту времени t_{cr} согласно (3) и (5) составляет

$$E_{cr} = \frac{32}{3\pi^2(\gamma - 1)} \left(\frac{\rho_0}{\rho_{cr}} \right)^{3/2} \left(\frac{k_a I_m b_0}{B^2 \rho_0 t} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Реально процесс формирования области поглощения лазерного излучения в пористом веществе заканчивается при «полном внутреннем испарении» вещества. Используя выражение для характерной длины классического столкновительного механизма поглощения, а также выражение (6) и полагая $k_a \approx 0.5$, в этот момент времени для температуры и размера области поглощения в мишени из агара со средней плотностью $\rho_a \approx 1 \text{ мг/см}^3$ легко получить значения $T \approx 400 \text{ эВ}$, $L_T \approx 300 \text{ мкм}$.

Таким образом, эффектом увеличения непрозрачности пористого вещества в процессе его «внутреннего испарения» под действием лазерного излучения можно объяснить обнаруженные в эксперименте конечную длительность стадии прозрачности плоских пористых мишеней и образование внутри таких мишеней области «объемного поглощения» лазерного излучения. На протяжении основной части лазерного импульса поглощение излучения происходит именно в этой области за счет классического столкновительного механизма, а за перенос энергии в окружающие слои пористого вещества ответственна гидротепловая волна.

4.2. Перенос энергии в пористом веществе

Задача о распространении сферической гидротепловой волны описывается системой уравнений, которая включает уравнение для скорости фронта волны:

$$\frac{dZ}{dt} = [(\gamma - 1)BT]^{1/2}; \quad t \gg t_{cr}, \quad Z \gg L_t(t_{cr}), \quad Z \gg r_f \quad (7)$$

(r_f — радиус фокального пятна) и уравнение энергии в приближении однородного распределения температуры за фронтом волны (выравнивание температуры за фронтом гидротепловой волны обусловлено сверхзвуковой волной электронной теплопроводности):

$$2\pi Z^3 T B \rho_a = \begin{cases} \int_0^t \dot{E}_L dt, & 0 \leq t \leq t_L \\ E_L, & t > t_L. \end{cases} \quad (8)$$

Решение этой системы уравнений для случая постоянной мощности лазерного импульса ($\dot{E}_L = \text{const}$) имеет вид

$$Z = \left[\frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} \right)^2 \frac{(\gamma - 1) E_L}{\pi \rho_a} \right]^{1/5} t^{2/5} \varphi(t), \quad (9)$$

$$T = \left[\frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} \right)^3 \frac{E_L}{(\gamma - 1)^{3/2} B^{5/3} \pi \rho_a} \right]^{2/5} t^{-6/5} \varphi^2(t). \quad (10)$$

Здесь

$$\varphi(t) = \begin{cases} (t/t_L)^{1/5}, & t_{cr} \ll t \leq t_L \\ 1, & t \geq t_L \end{cases}.$$

А давление за фронтом гидротепловой волны:

$$P = \left[\left(\frac{3}{5} \right)^3 \frac{3}{2} \frac{(\gamma - 1) E_L \rho_a^{3/2}}{\pi} \right]^{2/5} t^{-6/5} \varphi^2(t). \quad (11)$$

Отметим, что при $t > t_L$ решение задачи о распространении гидротепловой волны с точностью до постоянных коэффициентов совпадает с решением задачи о сильном взрыве [8]. Отличие в коэффициентах связано с различием скоростей гидротепловой и ударной волн. При воздействии лазерного пучка на плоскую мишень толщиной Δ_a гидротепловая волна выходит на тыльную поверхность мишени согласно (9) в момент времени

$$t_r = \begin{cases} \left[\left(\frac{3}{5} \right)^2 \frac{2}{3} \frac{\pi \rho_a t_L \Delta_a^5}{(\gamma - 1) E_L} \right]^{1/3}, & t_r \leq t_L \\ \left[\left(\frac{3}{5} \right)^2 \frac{2}{3} \frac{\pi \rho_a \Delta_a^5}{(\gamma - 1) E_L} \right]^{1/2}, & t_r \geq t_L \end{cases}. \quad (12)$$

Причем в этот момент времени температура и давление плазмы за фронтом волны согласно (9)–(12) равны

$$T = \begin{cases} \left[\frac{3}{5} \left(\frac{3}{2} \right) \frac{E_L}{\pi (\gamma - 1)^{1/2} B^{3/2} t_L \rho_a \Delta_a^2} \right]^{2/3}, & t_r \leq t_L \\ \frac{3}{2} \frac{E_L}{\pi \rho_a B \Delta_a^3}, & t_r \geq t_L \end{cases}, \quad (13)$$

$$P = \begin{cases} \left[\left(\frac{3}{5} \right) \frac{(\gamma - 1) E_L \rho_a^{1/2}}{\pi t_L \Delta_a^2} \right]^{2/3}, & t_r \leq t_L \\ \frac{3}{2} \frac{(\gamma - 1) E_L}{\pi \Delta_a^3}, & t_r > t_L \end{cases}. \quad (14)$$

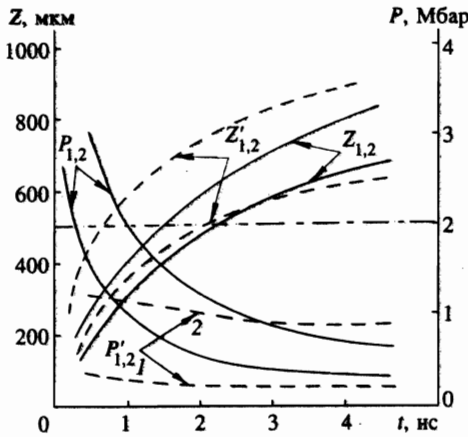


Рис. 8. Зависимости от времени радиуса фронта волны переноса энергии (кривые $Z_{1,2}$ и $Z'_{1,2}$) и давления за фронтом волны (кривые $P_{1,2}$ и $P'_{1,2}$). Индекс 1 — средняя плотность вещества 1 мг/см^3 ; индекс 2 — 4 мг/см^3 . Кривые $Z_{1,2}$ и $P_{1,2}$ рассчитаны для переноса энергии гидротепловой волной, а кривые $Z'_{1,2}$ и $P'_{1,2}$ — для переноса энергии волной электронной теплопроводности

Анализ процесса переноса энергии гидротепловой волной и сравнение с экспериментальными результатами полезно провести, привлекая также результаты расчета скорости распространения сферической волны электронной теплопроводности в однородном веществе с плотностью ρ_a при воздействии лазерного импульса постоянной мощности [1]:

$$Z \approx \left[\frac{19}{7} \frac{f\psi}{B^{7/2}} \left(\frac{3}{2\pi} \frac{E_L}{t_L} \right)^{5/2} \right]^{2/19} \left(\frac{t}{\rho_a} \right)^{7/19} \quad (15)$$

Здесь $\psi \approx 10^{19}/Z$ эрг/(кэВ^{7/2}см·с) — коэффициент в формуле для теплопроводности, f — фактор ограничения теплового потока. На рис. 8 представлены зависимости от времени радиуса фронта гидротепловой волны и волны электронной теплопроводности, а также давления за фронтами этих волн, рассчитанные по формулам (9), (11), (15). Расчеты для гидротепловой волны дают близкие к эксперименту результаты по времени выхода волны переноса энергии на тыльную поверхность плоской мишени и по давлению за фронтом волны в этот момент времени. Для мишени толщиной $\Delta_a = 0.5 \text{ мм}$ эти величины составляют, соответственно, 1.3 нс и 0.6 Мбар в случае вещества со средней плотностью $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$ и 2.2 нс и 1.2 Мбар в случае вещества с $\rho_a = 4 \text{ мг/см}^3$. Скорость распространения гидротепловой волны равна $4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ для вещества с плотностью $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$ и $2.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ для вещества с $\rho_a = 4 \text{ мг/см}^3$. Волна классической электронной теплопроводности (фактор ограничения теплового потока $f = 1$) распространяется с более высокими скоростями: $6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ при $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$ и $3.8 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ при $\rho_a = 4 \text{ мг/см}^3$, что приводит к значительно меньшим по сравнению с экспериментом временам выхода волны на тыльную поверхность мишени (особенно для мишени с $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$): $t_r = 0.6 \text{ нс}$ для $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$ и $t_r = 1.8 \text{ нс}$ для $\rho_a = 4 \text{ мг/см}^3$. Волны электронной теплопроводности дают близкие к эксперименту результаты только при введении значительных факторов ограничения теплового потока ($f \approx 0.01$ для $\rho_a = 1 \text{ мг/см}^3$ и $f \approx 0.1$ для $\rho_a = 4 \text{ мг/см}^3$).

Таким образом, модель переноса энергии при поглощении лазерного излучения в пористом веществе посредством гидротепловой волны достаточно адекватно описывает экспериментальные результаты. Отметим, что волна переноса энергии проходит

мишень толщиной $\Delta_a = 0.5$ мм за время, меньшее длительности лазерного импульса $t_r < t_L$. Оценки по формуле (13) дают для мишени этой толщины с плотностью $\rho_a = 1$ мг/см³ значение температуры в момент выхода гидротепловой волны на тыльную поверхность $T \approx 800$ эВ. В свою очередь, длина обратного тормозного (классического) поглощения в плазме с температурой 800 эВ и плотностью электронов, соответствующей мишени с плотностью 1 мг/см³ составляет 720 мкм, т. е. оказывается больше чем толщина мишени. Поэтому для пористых мишеней с указанными параметрами может наступить стадия вторичной прозрачности для лазерного излучения, связанная с образованием по всей толщине мишени высокотемпературной плазмы.

В заключение этого раздела рассмотрим вопрос об ускорении плоского слоя твердого вещества на тыльной поверхности мишени. Ускорение плоского слоя твердого вещества после выхода гидротепловой волны на тыльную поверхность пористой мишени происходит в условиях продолжающегося распространения гидротепловой волны по пористому веществу, однако, теперь уже в виде цилиндрической волны. Решение уравнения движения для тонкого твердого слоя в этих условиях дает следующую оценку асимптотической скорости слоя:

$$v_s \approx \left(\frac{P(t_r)}{\rho_a} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho_a \Delta_a}{\rho_s \Delta_s} \right), \quad (16)$$

где: ρ_s и Δ_s — соответственно плотность и толщина слоя твердого вещества. Для двухслойной мишени, состоящей из слоя агара с $\rho_a = 1$ мг/см³, $\Delta_a = 0.5$ мм и слоя алюминия $\rho_s = 2.7$ г/см³, $\Delta_s = 1.5$ мкм, выражение (16) дает величину скорости твердого слоя $v_s \approx 5 \cdot 10^6$ см/с, что хорошо согласуется с экспериментом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования взаимодействия мощных лазерных импульсов ($\lambda = 1.054$ мкм, $\tau = 2.5$ нс, $I = 10^{14}$ Вт/см²) с плоскими пористыми мишенями низкой плотности (1–4 мг/см³).

Подобные мишени толщиной в несколько сотен микрон в течение времени, не превышающего 300 пс от начала облучения, оказываются частично прозрачными для лазерного излучения.

Показано, что уже на начальных стадиях облучения ($t = 0.5$ нс) внутри пористой мишени формируется область плотной высокотемпературной плазмы глубиной 100–200 мкм, в которой эффективно поглощается лазерное излучение.

Скорость переноса энергии из области поглощения лазерного излучения в окружающие слои пористой мишени достигает $2 \cdot 10^7$ см/с, а температура плазмы во внутренних областях мишени за время лазерного импульса нарастает до 0.8 кэВ.

Разработана теоретическая модель, учитывающая специфические особенности поглощения лазерного излучения в пористом веществе с низкой средней плотностью и базирующаяся на представлении о переносе энергии в пористой среде гидротепловой волной.

Результаты экспериментов находятся в разумном согласии с теоретическими предсказаниями. Сопоставление экспериментальных данных с результатами проведенного теоретического анализа позволяет, в частности, оценить давление плазмы на тыльной

поверхности пористой мишени с момента выхода гидротепловой волны. На тыльной поверхности мишени с плотностью 1 мг/см^3 и толщиной 500 мкм давление плазмы в пределах площадки с размерами, в несколько раз большими диаметра фокального пятна, превышает 1 Мбар.

Авторы признательны В. Ф. Васильеву, В. В. Крыжко, Б. Н. Миронову, В. Г. Николаевскому и А. С. Скрыбину за помощь в проведении экспериментов, а также О. Л. Дедовой и М. Ю. Садкову за участие в оформлении иллюстраций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-19157) и Международного научно-технического центра (проект № 029-94).

Литература

1. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **108**, 548 (1995).
2. J. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
3. V. A. Bolotin, I. N. Burdonsky, V. V. Gavrilov et al., Rev. Sci. Instrum. **61**, 3259 (1991).
4. A. V. Batjunin, A. N. Bulatov, A. V. Branitskij et al., «Beams-90», 8-th Int. Conf. on High Power Particle Beams, 1990, Novosibirsk, USSR, P. V05, p. 109.
5. В. В. Александров, М. В. Бреннер, С. В. Лобурев и др., КЭ **13**, 677 (1986).
6. Л. А. Большов, И. Н. Бурдонский, А. Л. Великович и др., ЖЭТФ **92**, 2060 (1987).
7. Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес, *Инерционный термоядерный синтез*, Энергоатомиздат, Москва (1984).
8. Л. И. Седов, ДАН СССР **42**, 112 (1946).