

ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

PACS 52.40.Nk; 52.50.Jm

Взаимодействие мощного лазерного импульса с пористым веществом сверхкритической плотности

С.Ю.Гуськов*, А.Карузо**, В.Б.Розанов*, К.Странгио**

Исследованы свойства неравновесной плазмы, образующейся при воздействии мощного лазерного импульса с интенсивностью $I_L \approx 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² на плоские мишени из пористого вещества со средней плотностью, значительно превышающей критическую плотность плазмы, соответствующую плазменному резонансу. Плотность пористого вещества ρ_a составляет $\sim 10 - 20$ мг/см³ при критической плотности $\rho_{cr} \approx 3$ мг/см³, соответствующей длине волны воздействующего излучения. Установлено аномально высокое (не менее 80 %) поглощение лазерного излучения внутри мишени. В течение первых 3–4 нс взаимодействия поток плазмы через облучаемую поверхность мишени навстречу лазерному пучку был в значительной степени подавлен, а именно только ~ 5 % поглощенной лазерной энергии трансформировалось в энергию частиц этого потока за время лазерного импульса. В это время поглощенная энергия сохранилась в виде внутренней энергии плазмы (парниковый эффект), а затем трансформировалась в энергию мощного гидродинамического движения вещества, окружающего область поглощения, подобно «сильному взрыву». Теоретически обоснованы особенности образования и эволюции неравновесной лазерной плазмы пористых сред, что объясняет результаты экспериментов. К этим особенностям относятся объемное поглощение лазерного излучения в мишени и объемное испарение пористого вещества, разлет образующейся плазмы внутрь пор, стохастические столкновения плазменных потоков и гидротепловая диссипация энергии, которые приводят к генерации долгоживущих осцилляций плотности плазмы и образованию внутренней области поглощения лазерного излучения.

Ключевые слова: пористое вещество, лазерное воздействие, неравновесная лазерная плазма.

Введение

Физика взаимодействия мощного лазерного излучения с объемно-структурированным веществом, в котором размеры неоднородности распределения плотности составляют от нескольких долей микрометра до нескольких десятков микрометров, очень разнообразна и интересна. Это относится как к веществам со стохастической структурой (различного рода пористые вещества), так и к регулярно-структурированным веществам. В последнем случае за счет специального выбора параметров и конфигурации внутренней структуры вещества имеются возможности управления взаимодействием лазерного импульса с мишенью и достижения заданных свойств лазерной плазмы.

В отличие от образования лазерной плазмы в первоначально однородном веществе, взаимодействие лазерного излучения с ансамблем твердых элементов объемно-структурированного вещества сопровождается испарением этих элементов в окружающие полости. В результате лазерный пучок взаимодействует со средой, в которой размеры частиц, их массовая плотность и, следовательно, длина геометрической прозрачности вещества меняются со временем [1]. Такой характер взаимодействия внутри объемно-структурированного вещества приводит к объемному поглощению лазерного излучения,

в том числе в веществе со средней плотностью, превышающей критическую плотность, соответствующую плазменному резонансу для длины волны воздействующего лазерного излучения [1, 2]. В процессе разлета нагретого и испаренного под действием лазерного излучения вещества внутрь пор тепловая энергия последнего преобразуется в кинетическую энергию ионов. Гидротепловая диссипация при столкновениях плазменных потоков внутри пор может привести к образованию неравновесной плазмы с преимущественно нагретым ионным компонентом [1].

С прикладной точки зрения интерес к физике взаимодействия мощного лазерного излучения с объемно-структурированным веществом обусловлен возможностью создания эффективных источников термоядерных нейтронов и рентгеновского излучения на основе долгоживущей неравновесной лазерной плазмы таких сред [1, 3], а также возможностью использования малоплотных объемно-структурированных сред, в частности пористых веществ, в качестве специального поглотителя мишеней лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Такой поглотитель способен обеспечить выравнивание неоднородностей облучения мишени лазерными пучками и, как следствие, улучшить условия устойчивого сжатия термоядерного вещества [4–9].

С целью изучения возможности теплового выравнивания неоднородностей облучения большинство предыдущих экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с пористыми средами было выполнено на мишенях с малой средней плотностью, которая близка к критической плотности или меньше нее. Эксперименты [7–9] показали, что скорость переноса энергии в лазерной плазме малоплотных пористых сред оказывается значительно

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 117924 Москва, Ленинский просп., 53

**ICF Physics and Technology Lab., National Institute for Energy and Environment, Frascati, Italy

но ниже (в 2–4 раза), чем скорость, соответствующая «чистой» волне электронной теплопроводности в однородной плазме с плотностью, равной средней плотности пористого вещества. Этот результат был получен для широких диапазонов параметров лазерного импульса и мишени: интенсивностей лазерного излучения $5 \cdot 10^{13}$ – 10^{16} Вт/см², длин волн $\lambda = 1.054$ и 0.53 мкм, средних плотностей пористого вещества (агар-агар, пористый полистирол, пористый полиэтилен) 1 – 10 мг/см³.

В [8] было обнаружено сильное влияние первоначальной структуры пористого вещества на динамику переноса энергии и определены две стадии этого процесса. Первая представляет собой быстрый перенос энергии, обусловленный объемным поглощением лазерного излучения сначала в области плазмы с размерами, близкими к длине геометрической прозрачности, а затем в области с размерами, близкими к длине обратнотормозного поглощения излучения в плазме с докритической плотностью. Вторая стадия представляет собой сравнительно медленный перенос энергии гидротепловой волной, распространяющейся из области поглощения лазерного излучения в окружающее холодное пористое вещество.

Скорость такой волны близка к скорости звука, а распределение температуры за ее фронтом близко к однородному вследствие быстрой электронной теплопроводности в малоплотном и нагретом квазигомогенном веществе, подвергнутом гидродинамическому воздействию. Следует отметить, что в цитированных экспериментальных работах не было выполнено систематических исследований эффективности поглощения лазерного излучения. Тем не менее в этих работах было указано на более высокую эффективность поглощения лазерного излучения в около- и подкритических пористых веществах, чем в мишенях из твердого пластика.

Эксперименты настоящей работы были специально посвящены изучению физики взаимодействия лазерного излучения с пористым веществом со сверхкритической средней плотностью и свойств лазерной плазмы таких веществ. Эксперименты были проведены на Nd-лазерной установке ABC ассоциации EUROATOM–ENEA во Фраскати (Италия). Установка ABC представляет собой двухпучковый Nd-лазер, обеспечивающий генерацию излучения с энергией до 100 Дж и интенсивностью от $2 \cdot 10^{13}$ до 10^{15} Вт/см² на основной частоте в каждом пучке. Использовались плоские мишени из пористого полистирола со средней плотностью 10 – 20 мг/см³. Средняя плотность вещества мишени была значительно, в 3–6 раз, больше, чем критическая плотность плазмы ρ_{cr} , которая в данном случае (при длине волны воздействующего излучения $\lambda = 1.06$ мкм) для полностью ионизированной плазмы близка к 3 мг/см³.

С помощью различных методов диагностики были экспериментально исследованы поглощение лазерного излучения и энергетический баланс для поглощенной энергии, включая распределение энергии между разлетающимся наружу потоком вещества и внутренней частью плазмы, механизмы переноса энергии и параметры плазмы. Эти исследования основаны на измерениях энергии лазерного излучения, отраженного от мишени и прошедшего через нее, скорости переноса энергии в различные моменты времени, температуры и плотности плазмы в различных частях мишени в разные моменты времени, распределения ионов плазмы по энергии и ряде других измерений.

Результаты исследований привели к важным выводам относительно свойств лазерной плазмы пористых веществ сверхкритической плотности, таким как наличие высокой эффективности поглощения лазерного излучения (около 90 %); образование в области поглощения излучения неравновесной плазмы, ионный компонент которой имеет температуру, значительно превышающую температуру электронов; генерация долгоживущих гидротепловых осцилляций плотности плазмы за счет столкновений плазменных потоков внутри пор; образование абляционной полости, связанное с проникновением лазерного излучения внутрь пористого вещества и эффективным абляционным ускорением твердых элементов в направлении распространения лазерного пучка, и другие.

В настоящей работе будет развита теория этих явлений, объясняющая высокую эффективность внутреннего поглощения лазерного излучения в пористом веществе сверхкритической плотности, перенос энергии и свойства эволюции лазерной плазмы.

1. Эксперимент

1.1. Условия эксперимента и диагностика

Цель экспериментов состояла в изучении взаимодействия циркулярно поляризованного лазерного излучения с плоскими мишенями из пористого вещества со сверхкритической плотностью при облучении одним лазерным пучком. Один из двух пучков Nd-лазера ABC использовался для облучения мишени, другой – для диагностических целей. Параметры воздействующего на мишень пучка таковы: длина волны излучения $\lambda = 1.054$ мкм, длительность импульса на полувысоте $\tau_L \approx 3$ нс, энергия импульса E_L и радиус фокального пятна r_f могли изменяться в пределах 30 – 100 Дж и 40 – 200 мкм соответственно, что обеспечивало изменение интенсивности излучения I_L от $\sim 10^{13}$ до $\sim 10^{15}$ Вт/см². Время нарастания мощности на переднем фронте импульса τ_r составляло около 0.7 – 1 нс, фокусировка пучка осуществлялась оптической системой со светосилой 1:1.

В экспериментах использовались мишени из пористого полистирола $(CH)_n$ со средней плотностью $\rho_a \approx 10$ – 20 мг/см³, которые имели форму, близкую к параллелепипеду с размерами сторон 800 – 1000 мкм. Структура пористого вещества представляла собой хаотически расположенные ячейки с тонкими плоскими гранями из твердого полистирола с плотностью $\rho_s \sim 1$ г/см³. Средние размеры поперечного сечения (большой размер) и толщины (малый размер) твердых элементов пористого вещества составляли соответственно 50 – 100 и 1 – 2 мкм.

На рис.1 показана геометрия облучения мишени, а на рис.2 – общая схема диагностики, которые использова-

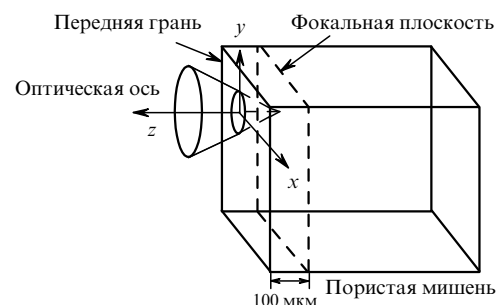


Рис.1. Схема облучения мишени лазерным пучком.

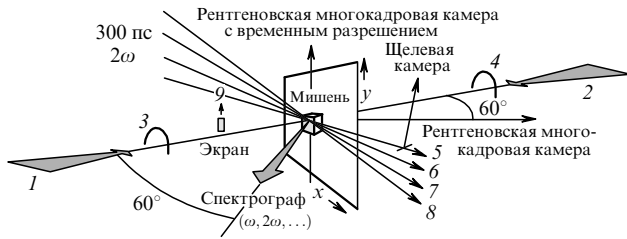


Рис.2. Схема диагностической системы установки АВС для оптического зондирования, формирования рентгеновского изображения, интегрального по времени измерения температуры плазмы и спектроскопических измерений в видимой области спектра: 1, 2 – лазерные пучки; 3, 4 – места расположения полупроводниковых детекторов; 5, 7 – каналы теневого фотографирования; 6 – канал сдвиговой интерферометрии; 8 – канал интерферометрии и теневого фотографирования; 9 – точка расположения экрана.

лись в эксперименте. Пучок 1 является воздействующим, а пучок 2 – диагностическим. Ось пучка 1 была направлена по нормали к облучаемой поверхности мишени, при этом пучок фокусировался в точку, расположенную в глубине мишени приблизительно на 200 мкм ниже верхней поверхности мишени и на расстоянии 100 мкм позади передней (облучаемой) поверхности. Типичная интенсивность на передней поверхности мишени I_L составляла $\sim 1.6 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при диаметре пучка на этой поверхности 100 мкм, а интенсивность в области пятна фокусировки была равна $\sim 10^{15}$ Вт/см².

В экспериментах использовался стандартный набор диагностик установки АВС (см. рис.2), который включал следующие методы:

- Метод калориметров для интегрального по времени измерения энергии отраженного от мишени и прошедшего через нее лазерного излучения, попадающего в конус фокусирующей линзы с обеих сторон мишени.

- Метод фильтров (Ni-фольга) для регистрации интегральных по времени и пространству спектров рентгеновского излучения и последующего определения электронной температуры плазмы [10, 11]. Сигнал регистрировался четырьмя полупроводниковыми диодами, расположенными со стороны передней поверхности мишени (позиция 3 на рис.2), и четырьмя диодами, расположенными позади мишени (позиция 4). При математической обработке результатов измерений интенсивности излучения после фильтров, расположенных позади мишени, учитывался вклад в фильтрацию самой мишени.

- Метод многокадровой рентгеновской камеры для регистрации двумерного изображения плазмы с временным и пространственным разрешениями. Временное разрешение метода составляло 0.4–0.5 нс, пространственное – 10–20 мкм. Рентгеновская многокадровая камера использовалась для получения изображения плазмы

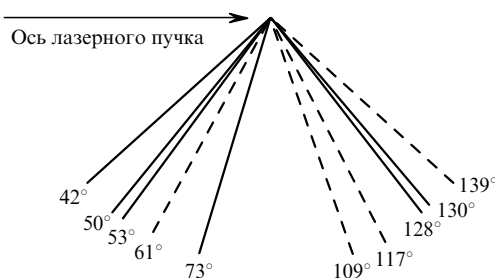


Рис.3. Схема системы ионных коллекторов. Сплошными линиями показано расположение основных коллекторов.

со стороны верхней поверхности мишени в соответствии со схемой, показанной на рис.2. Входное отверстие камеры имело диаметр 10 мкм и было закрыто Ве-фильтром толщиной 12 мкм. Получение изображения плазмы в различные моменты времени достигалось за счет надлежащим образом подобранных задержек моментов начала попадания излучения в пропускающие щели камеры при различных положениях области свечения плазмы [12].

- Оптические методы для исследования разлета плазмы и пространственного распределения электронной плотности, включая метод многокадрового теневого фотографирования, а также дифференциальный и нормальный интерферометрические методы. Эта диагностика основана на зондировании плазмы четырьмя синхронизованными импульсами излучения второй гармоники Nd-лазера (длина волны $\lambda_p = 0.527$ мкм) с длительностью 0.3 нс. Исползованные для этой цели импульсы формировались посредством последовательного расщепления усиленного пучка лазера АВС за счет удвоения частоты и электрооптического вырезания сигнала. Получение теневых изображений и интерферограмм плазмы было основано на разложении оптического сигнала с помощью призмы Волластона [13], которые также представляли собой часть диагностической системы. Пространственное разрешение этого метода составляло примерно 10 мкм.

- Метод щелевой развертки изображения плазмы в видимом диапазоне излучения для исследования пространственно-временной эволюции плазмы с пространственным и временным разрешениями 10 мкм и 20 пс соответственно. Излучение плазмы в видимом диапазоне регистрировалось в камере со щелевой разверткой изображения вдоль канала 5 системы оптических диагностик. В тех случаях, когда использовалась диагностика щелевой развертки, на пути зондирующего оптического пучка канала 5 в точке 9 ставился экран, чтобы устранить попадание рассеянного мишенью света этого пучка на щелевую камеру. Однако картина теневого изображения плазмы вдоль канала 5 могла искажаться за счет рассеяния в мишени света от зондирующего пучка смежного канала 6.

- Метод ионных коллекторов для определения распределения ионов по энергии. Сплошные линии на рис.3 соответствуют углам, под которыми были расположены основные фарадеевские детекторы, постоянно использовавшиеся в экспериментах. Несколько дополнительных коллекторов (штриховые линии), ориентированных под углами, близкими к углам расположения основных коллекторов, использовались для исследования флуктуаций углового распределения ионов. Далее цифровой электрический сигнал обрабатывался для нахождения функции распределения ионов плазмы по скоростям.

- Спектрометрические методы для регистрации спектров интегрального по времени и пространству излучения плазмы на удвоенной частоте лазерного излучения $2\omega_L$ и на частоте $5\omega_L/2$.

1.2. Результаты экспериментов

Использование широкого набора диагностик позволило исследовать в данной серии экспериментов наиболее важные процессы формирования и эволюции лазерной плазмы пористых мишеней. В ряде случаев различные стадии одного и того же процесса, обладающие разными пространственными и временными масштабами,

были исследованы с применением различных диагностик. Представленные ниже результаты измерений объединены в отдельные группы в соответствии с теми физическими процессами, к которым они относятся. Кроме того, представлены результаты исследований влияния различных процессов друг на друга.

1.2.1. Поглощение лазерного излучения и перенос энергии

Эффективность поглощения энергии лазерного импульса мишенью определялась на основании измерений энергий отраженного от мишени и прошедшего через нее излучения. Эти величины в пределах конуса фокусирующей линзы измерялись двумя калориметрами, расположенными с передней и тыльной сторон мишени. Отраженный и прошедший свет фокусировался широкоапертурной линзой и направлялся на соответствующий калориметр. Во всех опытах доля энергии отраженного от мишени излучения составила 6–9%, а доля энергии излучения, прошедшего через мишень, была равна 1–2% от всей энергии импульса. Эти результаты практически не изменялись при изменении плотности пористого вещества от 10 до 20 мг/см³. Как будет показано ниже, в условиях данных экспериментов подавляющая часть отраженного от мишени лазерного излучения попадает в фокусирующую линзу, поэтому можно считать, что коэффициент поглощения лазерного излучения мишенью близок к 90%.

Важные данные, относящиеся к переносу энергии и эволюции лазерной плазмы пористых мишеней, были получены на основании измерений, выполненных с использованием камеры со щелевой разверткой изображения плазмы в видимом диапазоне, многокадровой рентгеновской камеры и оптических диагностик. Далее такие данные приведены для экспериментов с мишенями из пористого полистирола с плотностью $\rho_a = 10$ мг/см³.

На рис.4 представлена типичная картина временной развертки изображения плазмы, полученная вдоль канала 5 с помощью камеры, щель которой была ориентирована вдоль оптической оси. Отчетливо видно наличие двух стадий эволюции плазмы в течение первых 5 нс про-

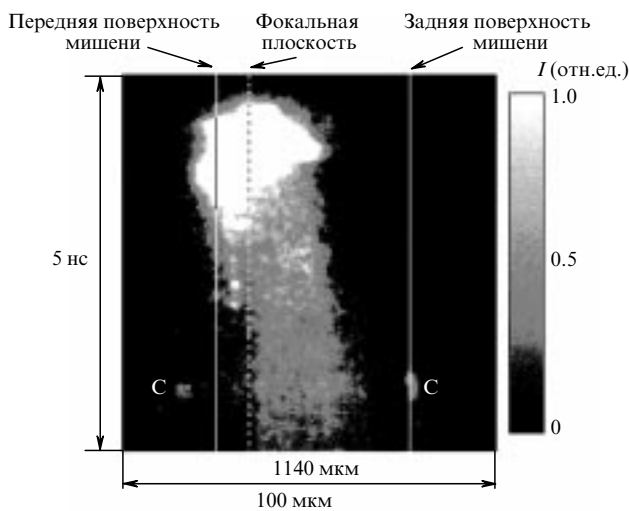


Рис.4. Временная развертка изображения плазмы в видимой области спектра для эксперимента с мишенью из пористого полистирола с плотностью $\rho_a = 10$ мг/см³ при интенсивности лазерного излучения $1.6 \cdot 10^{14}$ Вт/см² на передней поверхности мишени и 10^{15} Вт/см² в области фокусировки внутри мишени.

цесса, которые различаются скоростью движения границ и интенсивностью свечения плазмы. Первая стадия имеет место вплоть до момента времени t_1 , близкого к 0.9 нс, и характеризуется высокой скоростью увеличения продольного (вдоль оптической оси лазерного пучка) размера плазмы. На этой стадии образование плазмы начинается от области фокусировки лазерного пучка (в мишени на глубине примерно 100 мкм), причем одна из границ плазмы движется в направлении передней поверхности мишени (навстречу лазерному пучку) со скоростью $V_{1-} \approx 5 \cdot 10^7$ см/с, а другая граница – в глубь мишени с более низкой скоростью $V_{1+} \approx 3.7 \cdot 10^7$ см/с.

Начальная стадия эволюции плазмы заканчивается к моменту времени $t_1 = 0.9$ нс, когда в глубь мишени от области яркого свечения плазмы, образовавшейся на начальной стадии, начинает двигаться граница плазмы с существенно менее ярким свечением в видимом диапазоне. Скорость расширения плазмы в глубь мишени на второй стадии процесса оказывается значительно меньше, чем на первой стадии: $V_{2+} \approx (6-9) \cdot 10^6$ см/с. Такое резкое уменьшение скорости движения границ плазмы указывает на изменение механизма переноса энергии, обеспечивающего образование плазмы в пористом веществе. Отметим, что яркие пятна на картине развертки, помеченные буквой С (рис.4), обусловлены светом зондирующего пучка канала 6, который рассеивается мишенью в камеру со щелевой разверткой вдоль направления канала 5.

В целом временная развертка изображения плазмы показывает, что поглощение лазерного излучения и абляция пористого вещества происходят во внутренней области мишени (в дальнейшем мы будем называть эту область абляционной полостью). Размеры внешнего (по отношению к первоначальному положению облучаемой поверхности мишени) плазменного факела относительно малы.

На рис.5 представлены изображения плазмы в мягком рентгеновском диапазоне излучения с временным разрешением, полученные в точке наблюдения, расположенной напротив верхней поверхности мишени. Времена, указанные под отверстиями, являются временами действия каждого из отверстий. Они отсчитываются от момента

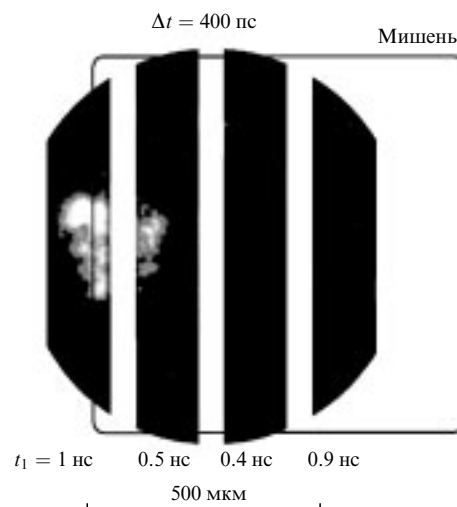


Рис.5. Изображение плазмы в мягком рентгеновском излучении, снятое со стороны верхней поверхности мишени. Условия эксперимента те же, что и для рис.4; Δt – время прохождения светом расстояния от плазмы до щелей, t_1 – время действия каждого из отверстий.

времени $t = 0$, для которого сигнал рентгеновского излучения становится очень ярким (в начале переднего фронта лазерного импульса).

Эти данные дают дополнительную информацию о динамике переноса энергии и распределении температуры электронов. Яркая вспышка, обусловленная излучением высокотемпературной плазмы, формируется в первые 400–500 пс процесса. Продольный размер этого яркого пятна составляет $\sim 200 - 250$ мкм и соответствует измерениям, полученным с помощью щелевой развертки изображения плазмы в видимом диапазоне. К моменту времени $t = 900 + 500$ пс область рентгеновского излучения не достигает четвертого отверстия, расположенного на расстоянии ~ 300 мкм от области яркого свечения. Таким образом, измерения с помощью многокадровой рентгеновской камеры показывают, что область поглощения лазерного излучения располагается внутри мишени и имеет размер $r_a \approx 200 - 250$ мкм. Кроме того, данные этих измерений свидетельствуют о том, что при $t > t_1 = 0.9$ нс перенос энергии не приводит к образованию высокотемпературной плазмы с температурой, превышающей 1 кэВ.

На рис.6 представлены изображения плазмы, полученные методами оптической диагностики. Эти данные соответствуют опыту, в котором использовалась мишень кубической формы с размером сторон около 800 мкм и плотностью $\rho_a = 10$ мг/см³. Мишень своей тыльной стороной была прикреплена к стеклянной нити диаметром 10 мкм. Моменты времени, которым соответствуют различные изображения мишени, отсчитывались от начала лазерного импульса.

Теневая фотография мишени, снятая вдоль канала 7 в момент времени $t_b = 3$ нс (рис.6,а) показывает, что граница области непрозрачности возмущена вблизи передней и верхней поверхностей мишени. При этом, исходя из размеров возмущенных областей вещества вдоль поверх-

ностей мишеней, можно получить, что скорость движения границ плазмы внутрь мишени $V_+ \approx 8.5 \cdot 10^6$ см/с. Фронт непрозрачности в момент времени $t_b = 3$ нс располагается на расстоянии ~ 300 мкм от точки фокусировки лазерного пучка, что с высокой точностью соответствует данным временной развертки изображения плазмы в видимом диапазоне.

Принимая во внимание наличие двух стадий эволюции области плазмы, о которых свидетельствуют измерения с помощью щелевой развертки изображения плазмы, легко понять, что средняя скорость расширения области плазмы внутрь мишени $V_+ \approx 8.5 \cdot 10^6$ см/с в течение промежутка времени от $t = 0$ до $t_b = 3$ нс определяется быстрым и медленным движениями фронта плазмы:

$$V_+ \approx \frac{t_1}{t_b} V_{1+} + \frac{t_b - t_1}{t_b} V_{2+}.$$

Подставляя в правую часть этого выражения скорости движения границ плазмы на быстрой и медленной стадиях процесса $V_{1+} \approx 3.7 \cdot 10^7$ и $V_{2+} \approx 7.5 \cdot 10^6$ см/с, полученные на основании данных временной развертки, и моменты времени $t_1 = 0.9$ нс и $t_b = 3$ нс, находим $V_+ \approx 1.15 \cdot 10^7$ см/с, что свидетельствует о согласии результатов исследований эволюции плазмы методами теневого фотографирования и щелевой развертки изображения плазмы в видимом диапазоне длин волн.

Измерения с использованием оптических методов диагностики обнаруживают дополнительные интересные свойства образования лазерной плазмы в пористой среде. Одно из них демонстрирует интерференционная картина изображения мишени вдоль канала б (рис.6,б) в момент времени $t = 5$ нс. Форма искажения интерференционных полос на тыльной стороне мишени явно свидетельствует о том, что к моменту $t = 5$ нс произошло возмущение плотности вещества в области мишени, распо-

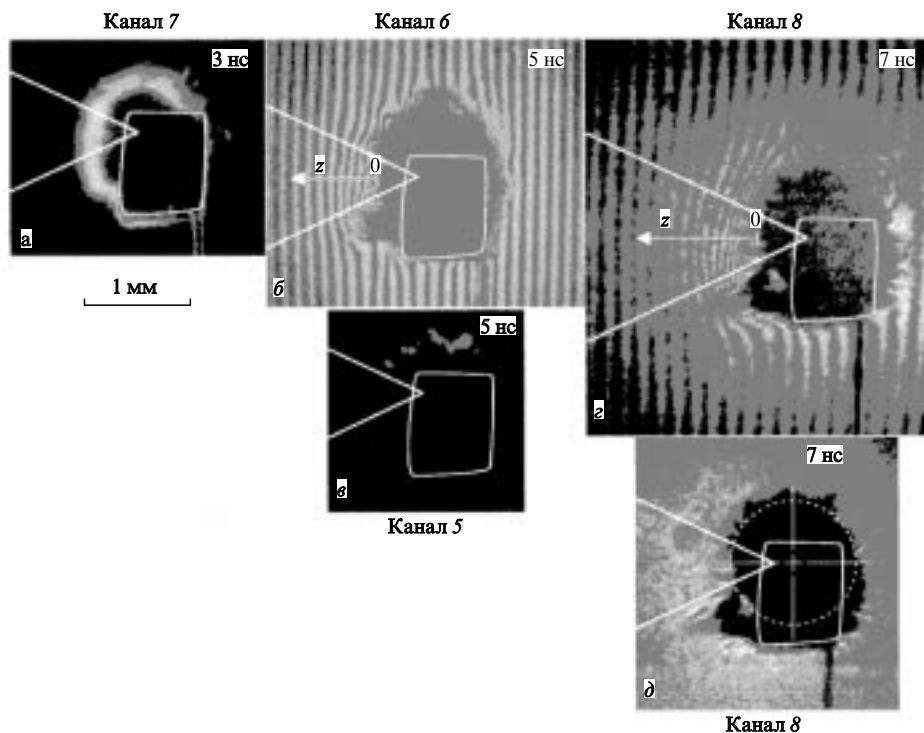


Рис.6. Оптические изображения мишени для условий рис.4: теневая фотография в момент времени $t = 3$ нс (а), интерферометрические (б, в) и теневые (г, д) фотографии в моменты времени $t = 5$ (б, в) и 7 нс (в, д).

ложенной на тыльной поверхности напротив точки фокусировки лазерного пучка. С другой стороны, временная развертка изображения плазмы и другие приведенные выше результаты измерения средней скорости движения внутренней границы плазмы показывают, что в момент времени $t = 5$ нс глубина проникновения волны переноса энергии внутрь мишени должна составлять 400–500 мкм, что значительно меньше толщины мишени.

Это дает нам возможность предположить, что возникновение относительно небольших возмущений плотности вещества на тыльной стороне мишени, предшествующее выходу на указанную поверхность основной волны переноса энергии, обязано, по-видимому, более быстрому механизму переноса небольшой части поглощенной лазерной энергии. Такой механизм может быть связан с начальным глубоким распространением лазерного излучения на расстояние, равное длине геометрической прозрачности пористого вещества, которая, как будет показано ниже, составляет около половины толщины мишени. В результате перенос небольшой части лазерной энергии, которая поглощается в течение относительно малого времени затекания пор, будет осуществляться от области поглощения, расположенной глубже, чем область поглощения основной части лазерной энергии, которая формируется позже в процессе абляции пористого вещества.

На рис.6,в представлена также теневая фотография мишени вдоль канала 5 в тот же момент времени $t = 5$ нс. Канал 5 был заранее перекрыт экраном, чтобы обеспечить временную развертку изображения плазмы в собственном излучении. Тем не менее свет из канала 6 отражался от наиболее плотной части плазмы вблизи верхней поверхности мишени, попадал в канал 5 оптической диагностики и обеспечивал получение теневой фотографии. Образованная светом, отраженным на большие углы, теневая фотография в данном случае показывает структуру плотных частей плазменного потока.

Еще одна интересная особенность эволюции лазерной плазмы пористых сред проявляется на поздних стадиях разлета мишени. На рис.6,з и д представлены интерферометрическая и теневая фотографии мишени в более поздний момент времени $t \approx 7$ нс (через 3 нс после окончания лазерного импульса). Теневая фотография вдоль канала 8 была получена с помощью опорного пучка, отраженного от поверхности расщепления интерферометра.

Сравнение теневых фотографий в моменты времени 3 и 7 нс показывает, что граница плазменного факела, которая на начальной стадии разлета представляет собой относительно гладкую поверхность, на поздней стадии имеет сильно изрезанную структуру, характерной особенностью которой является наличие тонких радиальных струй плазмы.

Кроме того, несмотря на одностороннее воздействие лазерного излучения на мишень, характер разлета вещества на поздней стадии близок к центрально-симметричному: форма границы разлетающегося вещества близка к сферической поверхности, центр которой расположен на оптической оси примерно на 200 мкм позади фокуса лазерного пучка. Исходя из результатов теневого и интерферометрического фотографирования плазмы в моменты времени $t = 5$ нс (рис.6, б, в) и $t = 7$ нс (рис.6, з, д), скорость разлета плазмы на поздней стадии V_h можно оценить как $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с.

1.2.2. Параметры лазерной плазмы

Распределение плотности плазмы во внешней ее части (по отношению к первоначальному положению облучаемой поверхности мишени или внешней границе абляционной полости) было получено из обработки интерферограмм каналов 6 и 8 (рис.6). Для описания пространственного распределения электронной плотности было использовано распределение Гаусса с цилиндрической симметрией:

$$n_e(r, z) = n_{e0}(z) \exp \left[- \left(\frac{r}{R(z)} \right)^2 \right],$$

где $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$; $R(z) = R_0 + a_0 z$. Фокальный радиус R_0 определялся на основании экспериментальных данных. Параметр a_0 , исходя из сравнения с данными двумерных численных расчетов, мы полагали равным 0.58, а функция $n_{e0}(z)$ определялась по сдвигу полос интерференционных картин.

С помощью одного из двух интерферометров, расположенного вдоль канала 6 (рис.6, б, в) измерялась величина $d(\int dn_e)/dz$, в которой интеграл вычисляется вдоль направления падения пучка, поскольку призма Волластона, использовавшаяся для расщепления зондирующего пучка, обеспечивала малый угол отклонения. Интегрирование проводилось в предположении, что плотность в последней точке, где различалось смещение интерференционных полос, равна нулю. Использование второго интерферометра с большим углом отклонения вдоль канала 8 (рис.6, з, д) позволяло определить непосредственно плотность плазмы.

Пространственное распределение электронной плотности плазмы в моменты времени $t = 5$ и 7 нс, определенные описанным выше способом, показано на рис.7. В точках $z = 0$ на рис.6, б, з (для каналов 6 и 8) плотность n_{e0} оказалась равной $5.7 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Можно считать, что это значение соответствует нижней границе электронной плотности плазмы в абляционной полости, а средняя плотность в этой области \bar{n}_e с учетом пространственного распределения составляет $\sim 2n_{e0} \approx 10^{20}$ см $^{-3}$. На основании интерферометрических измерений можно получить полное число электронов во внешней части плазмы $N_{et} = 5 \cdot 10^{15}$ в момент времени $t = 5$ нс и $N_{et} = 8.5 \cdot 10^{15}$ в момент времени $t = 7$ нс. Полагая, что плазма полностью ионизована и, следовательно, средний заряд ионов $\bar{Z} = 3.5$, получаем, что в момент времени $t = 7$ нс число ионов во внешней части плазмы $N_{it} = N_{et}/\bar{Z} = 2.4 \cdot 10^{15}$ (что соответствует примерно 0.5% от их общего числа во всей мишени).

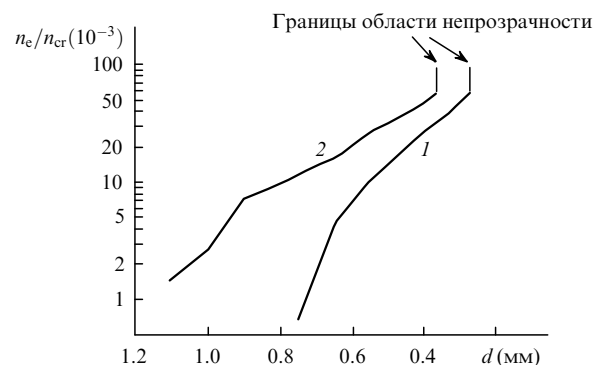


Рис.7. Пространственные распределения электронной плотности плазмы, полученные на основе интерферограмм, приведенных на рис.6,б (1) и рис.6,з (2); d – расстояние от передней поверхности мишени.

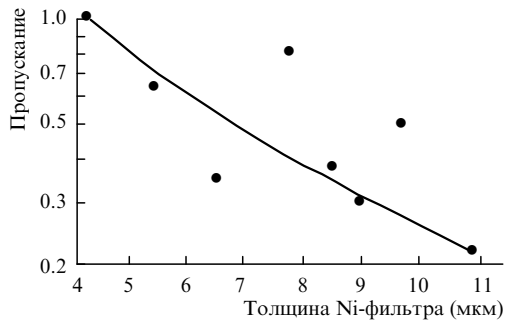


Рис. 8. Результаты измерения суммарного пропускания плазмы для условий рис. 4.

Интегральная по времени температура плазмы измерялась методом фильтров (Ni-фильтры) с помощью двух полупроводниковых диодов, один из которых был ориентирован на переднюю поверхность мишени (позиция 3 на рис. 2), а второй — на тыльную (позиция 4). При обработке результатов измерений прошедшего излучения со стороны позиции 4 были внесены поправки, учитывающие действие части мишени от внутренней границы области поглощения излучения до тыльной стороны мишени как фильтрующего элемента. Измерения прошедшего излучения со стороны позиции 3 соответствовали температуре ~ 1 кэВ.

На рис. 8 показаны результаты измерений суммарного пропускания излучения, измеренного обоими детекторами, при различных суммарных толщинах фильтров. Там же приведена расчетная зависимость (сплошная линия), построенная для параметров плазмы, при которых отклонения расчетных значений от экспериментальных были наименьшими: электронная температура плазмы $T_e \approx 0.9$ кэВ и поверхностная плотность полистирола равна 0.45 мг/см², что соответствует толщине пористого полистирола примерно 488 мкм.

1.2.3. Энергетическое и угловое распределения ионов

Схема расположения ионных коллекторов (фарадеевских детекторов) представлена на рис. 4. Коллекторы были удалены от мишени на расстояние 55 см, при этом плоскость, в которой располагались детекторы, содержала оптическую ось лазерного пучка и составляла угол 64.4° с плоскостью, перпендикулярной верхней поверхности мишени. На рис. 9 представлены распределения заряда, зарегистрированного коллектором, по скорости ионов при различных углах наблюдения. Типичная особенность этих зависимостей состоит в наличии двух групп частиц: быстрых частиц с максимумом распределения при $V_{if} \approx 4 \cdot 10^7$ см/с и медленных частиц с максимумом распределения при $V_{is} \approx 10^7$ см/с. На некоторых коллекторах (расположенных под углами 50° и 130°) были зарегистрированы группы частиц со скоростями, меньшими характерной скорости медленных частиц, и формой распределения в виде узких пиков.

Обращает на себя внимание существенное различие в формах сигналов для пар калориметров с близкими углами расположения, которые различались всего лишь на несколько градусов, например для пар калориметров с углами расположения 50° и 52.5° или 127.5° и 130° . Эти различия, относящиеся к медленным ионам, были нестабильны от опыта к опыту и могут быть связаны с образованием тонких плазменных струй разлетающегося вещества мишени, которые были зарегистрированы на

теневого фотографии поздней стадии разлета мишени в момент времени $t = 7$ нс (см. рис. 6, z, d, канал 8).

Имеются серьезные основания связывать двухкомпонентное распределение числа ионов плазмы по энергии с особенностями пространственно-временной эволюции лазерной плазмы пористых сред, которые обсуждались выше. В самом деле, быстрые частицы могут представлять собой ионы, вылетающие из абляционной полости, в которой преимущественно поглощается энергия лазерного излучения, а медленные частицы — это ионы относительно холодной плазмы, которая образуется за фронтом гидродинамической волны, инициируемой давлением в абляционной полости и распространяющейся от области поглощения по окружающему веществу мишени.

Действительно, анализ распределений ионов показывает, что отношение потоков быстрых и медленных ионов $q_f/q_s \approx 1/3$. Принимая во внимание, что поток горячих ионов, формирующийся в области поглощения лазерного излучения, является плоским и имеет преимущественное направление навстречу лазерному пучку, а поток медленных ионов формируется квазисферической волной гидродинамического разлета вещества мишени, легко получить, что отношение площадей поверхностей областей мишени, из которых излучаются быстрые и медленные ионы, $S_f/S_s \approx 1/4$. Представленные выше оценки приводят к отношению чисел быстрых и медленных ионов

$$N_f/N_s \approx q_f S_f / q_s S_s \approx 1/10 - 1/12,$$

которое оказывается близким к отношению масс вещества в абляционной полости и вещества за фронтом гидродинамической волны в поздние моменты времени ($t = 7$ нс).

Отметим, что из асимптотического условия перехода тепловой энергии частиц плазмы в энергию гидродинамического разлета $BT \approx V^2/2$ (B — удельная теплоемкость плазмы) легко получить, что характерная скорость ионов быстрой группы $V_{if} \approx 4 \cdot 10^7$ см/с соответствует температуре плазмы $T \approx 1.07$ кэВ. Это значение с большой точностью отвечает данным рентгенометрических измерений, что является еще одним свидетельством в пользу

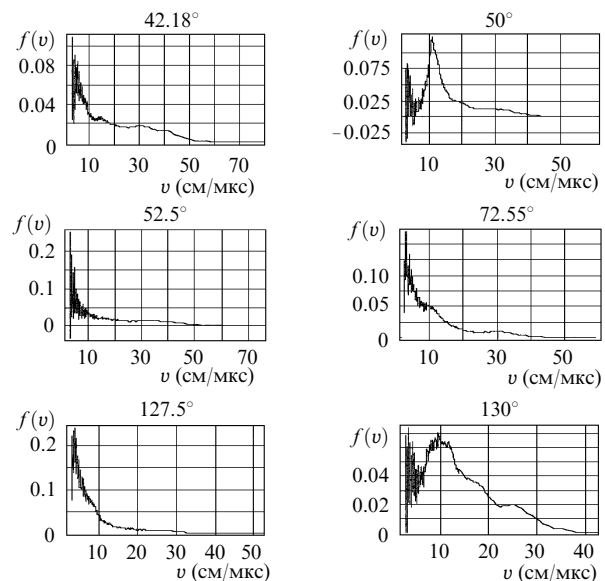


Рис. 9. Функции распределения ионного заряда по скоростям ионов $f(v)$, полученные из измерений тока коллекторами, расположенными согласно схеме рис. 3, для условий рис. 4.

того факта, что ионы быстрой группы образованы в результате разлета плазмы из области поглощения лазерного излучения.

1.2.4. Излучение плазмы на гармониках частоты лазерного света

Измерения интегральных по времени и пространству спектров излучения плазмы вблизи гармоник частоты лазерного света проводились с помощью спектрометра, расположенного вне конуса фокусирующей линзы под углом 60° по отношению к нормали к облучаемой поверхности мишени. Щель спектрометра располагалась в плоскости xz . В экспериментах были измерены спектры излучения на гармониках $2\omega_L$ (рис.10,*a*) и $5\omega_L/2$ (рис.10,*б*). Максимум спектра излучения на гармонике $2\omega_L$ сдвинут в синюю область, причем спектр имеет протяженный пьедестал в красной области. Синий сдвиг спектра излучения на гармонике $2\omega_L$ свидетельствует о том, что поверхность с критической плотностью n_{cr} движется в направлении спектрографа. Сдвигу $\Delta\lambda_2 \approx 12.7 \text{ \AA}$ соответствует скорость области с критической плотностью

$$u_{cr} \approx \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} c \approx 6 \cdot 10^7 \text{ см/с,}$$

где c – скорость света.

Максимум спектра излучения на гармонике $5\omega_L/2$ сдвинут в красную область спектра ($\Delta\lambda_{5/2} \approx 14.3 \text{ \AA}$), что является типичным для параметрических процессов в области плазмы с плотностью $n_{cr}/4$ и ниже.

1.2.5. Баланс энергии

Результаты экспериментов позволяют дать обоснованное заключение об энергетическом балансе лазерной плазмы пористой среды. При энергии лазерного импульса 35 Дж определенный в эксперименте коэффициент поглощения 90 % соответствует поглощенной в мишени

энергии лазерного излучения $E_{ab} \approx 31.5 \text{ Дж}$. Из интерферометрических измерений было получено, что в момент времени $t = 7 \text{ нс}$ (после окончания лазерного импульса) число электронов во внешней области плазмы $N_{et} \approx 8.5 \times 10^{15}$. Согласно рентгеновским измерениям по методу фильтров, температура плазмы в области поглощения лазерного излучения близка к 1 кэВ. Такую же температуру плазмы в области поглощения дает измерение спектров ионов разлетающейся мишени. На основании этих данных тепловую энергию внешней области плазмы $E_{ex} = N_{et}(3/2)K_B T_e$ (где K_B – постоянная Больцмана) можно оценить как $\sim 2 \text{ Дж}$. Таким образом, на внешнюю область плазмы приходится малая доля поглощенной лазерной энергии, всего лишь около 6.5 %.

Простые оценки показывают, что энергия теплового излучения лазерной плазмы низкоплотного полистирола, представляющего собой вещество, состоящее из легких элементов, при температуре 1 кэВ мала и составляет около 1–2 % от поглощенной лазерной энергии. Пренебрегая этой величиной в балансе энергии, получаем, что значительная часть поглощенной лазерной энергии $E_b = E_{ab} - E_{ex} = 31.5 \text{ Дж} - 2 \text{ Дж} = 29.5 \text{ Дж}$ приходится на плазму, находящуюся внутри мишени. Отсюда следует вывод о высокой эффективности передачи энергии лазерного импульса внутренней части мишени из низкоплотного пористого вещества. В данных экспериментах в мишень из пористого полистирола с плотностью $\rho_a = 10 \text{ мг/см}^3$ было передано примерно 84 % ($29.5 \text{ Дж}/35 \text{ Дж}$) всей энергии лазерного импульса.

Эта энергия содержится внутри мишени в виде энергии горячей плазмы абляционной полости (области, где поглощается лазерное излучение) и энергии окружающего холодного вещества, которое ускоряется под действием давления абляционной полости. Часть энергии из области поглощения постоянно переходит в энергию окружающего холодного вещества в результате производимой над ним работы.

Энергию горячей плазмы абляционной полости можно оценить следующим образом. Объем полости приблизительно равен объему сферы с радиусом $R_s \approx t_L V_+$, где $V_+ \approx 8.5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ – измеренная в данных экспериментах средняя скорость движения внутренней границы горячей плазмы. В момент окончания лазерного импульса ($t_L = 6 \text{ нс}$) радиус абляционной полости $R_s \approx 500 \text{ мкм}$. Как было показано выше на основе интерферометрических измерений, плотность плазмы в абляционной полости $\bar{n}_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что при температуре плазмы $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$ тепловая энергия горячей плазмы абляционной полости $E_h \approx 13 \text{ Дж}$. Остальная часть вложенной в мишень энергии $E_c = E_b - E_h \approx 29.5 \text{ Дж} - 13 \text{ Дж} \approx 16.5 \text{ Дж}$ в момент времени $t = 6 \text{ нс}$ является энергией окружающего холодного вещества, ускоренного под действием давления абляционной полости.

2. Теория

Всю совокупность явлений, ответственных за формирование и эволюцию лазерной плазмы малоплотного пористого вещества, можно разделить на две группы. Первая группа объединяет процессы, связанные с взаимодействием лазерного излучения с веществом и образованием горячей плазмы в области поглощения лазерного излучения. Ко второй группе относятся процессы, ответственные за перенос поглощенной лазерной энер-

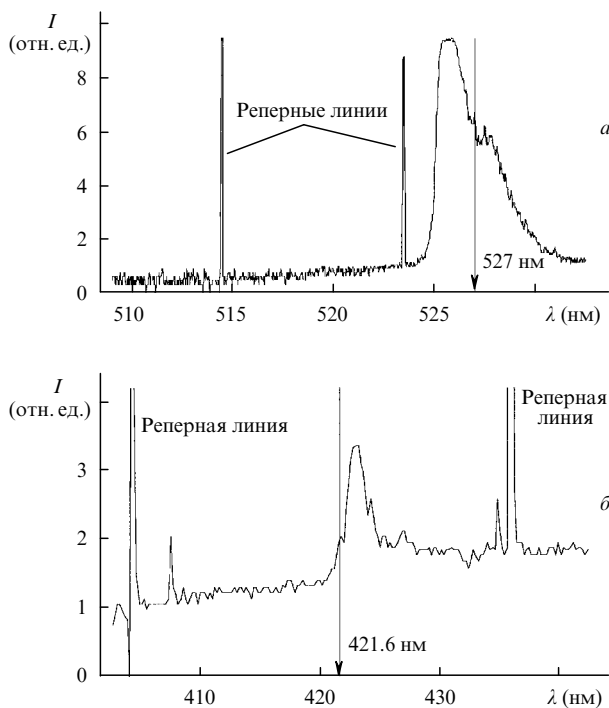


Рис.10. Спектры излучения плазмы на гармониках лазерного излучения $2\omega_L$ (*a*) и $5\omega_L/2$ (*б*) под углом 60° к нормали передней поверхности мишени для условий рис.4.

гии в холодное вещество, окружающее область поглощения. За счет начальной объемной структуры вещества характер плазменных явлений в пористой среде во многом отличается от характера воздействия лазерного импульса на сплошное вещество.

2.1. Взаимодействие лазерного излучения с пористым веществом и эффективность поглощения энергии лазерного импульса

2.1.1. Затекание пор

На начальной стадии взаимодействия, в течение времени t_0 , за которое испаренное под действием лазерного излучения вещество пор пролетает расстояние, примерно равное половине размера пор, лазерный пучок проникает в пористое вещество на глубину геометрической прозрачности пористого вещества. Вследствие рассеяния света область поглощения излучения представляет собой полусферу с центром, расположенным в точке пересечения оси лазерного пучка с облучаемой поверхностью, и радиусом, близким к длине геометрической прозрачности. Начальная длина геометрической прозрачности L_g представляет собой обратное произведение средней площади поперечного сечения твердых элементов пористого вещества σ и числовой плотности твердых элементов в пористом веществе n_p [1]:

$$L_g \approx \frac{1}{n_p \sigma}.$$

Для пористого полистирола справедливо предположение, что отдельные твердые элементы представляют собой плоские частицы с размерами поперечного сечения, значительно большими, чем их толщина h_0 . В таком случае [1]

$$L_g \approx \frac{\pi \rho_s}{2 \rho_a} h_0, \quad (1)$$

где ρ_s и ρ_a – плотность вещества твердых элементов в нормальном состоянии и средняя плотность пористого вещества. Для $\rho_s = 1 \text{ г/см}^3$, $\rho_a \approx 10^{-2} \text{ г/см}^3$ и $h_0 \approx 1 - 2 \text{ мкм}$ начальная длина геометрической прозрачности равна приблизительно 200–300 мкм.

В результате поглощения лазерного излучения элементы пористого вещества нагреваются, испаряются и разлетаются, заполняя окружающие поры. В процессе затекания пор геометрическая длина прозрачности L_g уменьшается вследствие увеличения размеров области, которую занимают расширяющиеся элементы пористого вещества. Продолжительность затекания пор

$$t_0 \approx \frac{\delta_0}{V_{av}}, \quad (2)$$

где V_{av} – средняя скорость разлета твердых элементов; δ_0 – расстояние между элементами. Время t_0 можно оценить следующим образом. В соответствии с автономным решением [14] для изотермического разлета плоских частиц доля кинетической энергии ионов от полной энергии разлетающегося нагретого вещества

$$\beta = \frac{3(\gamma - 1)}{3\gamma - 1}, \quad (3)$$

где $\gamma = c_p/c_V$ – постоянная адиабаты Пуассона; c_p , c_V – теплоемкости при постоянных давлении и объеме. Используя закон сохранения энергии с учетом (3), а также то

обстоятельство, что поглощенная лазерная энергия распределяется в объеме вещества со средней плотностью ρ_a и размерами, равными длине геометрической прозрачности и большими, чем фокальный радиус R_0 , легко получить, что скорость разлета твердых элементов

$$V_{av} \approx \frac{2}{\pi} \left[\frac{9(\gamma - 1)}{\pi(3\gamma - 1)} \right]^{1/3} \left(\frac{I_L}{\rho_a} \right)^{1/3} \left(\frac{R_0}{\delta_0} \right)^{2/3}, \quad (4)$$

а температура электронов

$$T_e = \frac{m_i V_{av}^2}{3(Z + 1)K_B}, \quad (5)$$

где m_i – масса иона.

Выражения (2), (4) и (5) при двух интенсивностях лазерного импульса $I_L = 10^{14}$ и 10^{15} Вт/см^2 и средней плотности вещества мишени $\rho_a \approx 20 \text{ мг/см}^3$ дают соответственно скорости разлета $V_{av} = 2.9 \cdot 10^7$ и $6.2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, температуры электронов $T_e = 0.58$ и 2.5 кэВ и длительности затекания пор $t_0 = 0.18$ и 0.1 нс .

2.1.2. Неравновесная плазма области поглощения

В процессе затекания пор столкновения стохастических потоков разлетающегося вещества пор приводят к образованию плазмы в существенно неравновесном состоянии. Рассмотрим образование плазмы в результате гидротепловой диссипации сталкивающихся потоков вещества элементов пор с учетом релаксационных процессов. Энергия лазерного излучения поглощается электронами и первоначально является тепловой энергией электронов нагретого вещества элементов пор. Поскольку размеры пор значительно превышают толщину твердых элементов, то в процессе их разлета под действием теплового давления практически вся поглощенная энергия переходит в кинетическую энергию ионов образующихся гидродинамических потоков вещества.

Времена термализации ионов сталкивающихся плазменных потоков и ионно-электронной релаксации по энергии определяются следующими выражениями (см., напр., [1]):

$$\tau_{ii} = \frac{\sqrt{2}}{Z^2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_{hi}}{T_e} \right)^{3/2} \tau_{ei}, \quad \tau_{ei(E)} = \left(\frac{m_i}{2m_e} \right) \tau_{ei}, \quad (6)$$

где

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4} \left(\frac{m_e}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{e_e^{3/2}}{e^4 Z n_e A} \approx 1.8 \cdot 10^{-15} \frac{AT_e^{3/2}}{Z^2 \rho}$$

– время ионно-электронных столкновений в секундах. В последних выражениях e , m_e , m_i , A , Z , n_e , ε_e , ε_{hi} – соответственно заряд и масса электрона, масса иона, его атомный номер и средний заряд, плотность электронов и кинетические энергии электрона и иона; ρ – плотность плазмы в г/см^3 ; величины T_e и ε_{hi} измеряются в кэВ, а кулоновский логарифм A положен равным 7.

Другим релаксационным процессом при образовании плазмы в пористом веществе является гомогенизация – выравнивание распределения плотности плазмы. Столкновения плазменных потоков приводят к осцилляциям ионной плотности при колебании частиц разлетающихся и сталкивающихся потоков около первоначальных положений твердых элементов в порах. Частота таких макроосцилляций плотности по порядку величины равна обратной длительности затекания пор:

$$v_m \approx t_0^{-1} = \frac{V_{av}}{\delta_0}. \quad (7)$$

Время затухания макроосцилляций плотности вследствие вязкости плазмы

$$\tau_d \approx \frac{\delta_0^2}{\eta},$$

где $\eta = V_{av}L_{ii}/3$ – коэффициент вязкости; $L_{ii} = V_{av}\tau_{ii}$ – длина свободного пробега ионов по отношению к ион-ионным столкновениям. Последняя формула может быть переписана в виде более наглядного выражения

$$\tau_d \approx 3t_0 \frac{t_0}{\tau_{ii}}, \quad (8)$$

из которого следует, что время затухания превышает длительность затекания пор в отношении длительности затекания пор к времени ион-ионных столкновений.

В соответствии с (6)–(8) при интенсивности лазерного излучения $I_L = 10^{14}$ и 10^{15} Вт/см² для веществ со средней плотностью $\rho_a \approx 20$ мг/см³ время ион-ионной термализации $\tau_{ii} = 0.006$ и 0.056 нс, ионная температура $T_i = 1.9$ и 8.4 кэВ, время электрон-ионной релаксации по энергии $\tau_{ei(E)} = 0.24$ и 2.2 нс, средняя длина пробега ионов по отношению к ион-ионным столкновениям $L_{ii} = 1.8$ и 35 мкм, частота макроосцилляций плотности плазмы $v_m = 5.5 \cdot 10^9$ и 10^{10} с⁻¹, время гомогенизации $\tau_d = 15.6$ и 0.53 нс.

Представленные выше вычисления и анализ релаксационных процессов показывают, что в условиях экспериментов на лазере АВС затекание пор приводит к образованию плазмы в неравновесном состоянии, а именно: ионный газ в процессе столкновения плазменных потоков успевает термализоваться, причем время ион-ионной термализации много меньше времени затекания пор ($\tau_{ii} \ll t_0$). Наоборот, ион-электронная релаксация по энергии не успевает произойти за время затекания пор, т. к. $\tau_{ei(E)} \gg t_0$, поэтому распределение частиц плазмы по энергии имеет сильно выраженный двухтемпературный характер, температура ионного компонента, равная нескольким килоэлектронвольтам, значительно превышает температуру электронов, которая составляет несколько сотен электронвольт. Также не успевает произойти и выравнивание плотности вещества, поскольку время вязкостного затухания макроосцилляций плотности плазмы значительно превышает длительность затекания пор ($\tau_d \gg t_0$) и макроосцилляции плотности с частотой 10^9 – 10^{10} с⁻¹ могут происходить в течение нескольких наносекунд – времени, сравнимого с длительностью лазерного импульса.

Заметим, что поскольку $\tau_{ei(E)} \propto I_L/\rho_a^2$ и $t_0 \propto (\rho_a/I_L)^{1/3}$, то условия существования двухтемпературной плазмы улучшаются с ростом интенсивности лазерного излучения и уменьшением средней плотности пористого вещества. С другой стороны, $\tau_d \propto \rho_a^{8/3}/I_L^{5/3}$, поэтому условия существования макроосцилляций плотности, напротив, улучшаются при уменьшении интенсивности лазерного излучения и росте средней плотности пористого вещества. Кроме того, следует учитывать, что при больших интенсивностях лазерного излучения повышается роль других механизмов гомогенизации, таких как турбулентное перемешивание и двухпучковая неустойчивость.

Преимущественный нагрев ионов плазмы, образующейся в результате столкновения плазменных потоков,

может быть использован для создания неравновесной лазерной плазмы стохастически- и регулярно-объемно-структурированных веществ с термоядерной температурой ионов. Такие среды, содержащие термоядерное топливо, могут быть использованы в качестве материала мишеней для мощных нейтронных источников [3].

Неравновесная эволюция лазерной плазмы пористых веществ может оказывать существенное влияние на взаимодействие лазерного излучения с мишенью. Так, например, существование долгоживущих макроосцилляций плотности плазмы может привести к существенно-му росту поглощения лазерного излучения в пористом веществе. Действительно, лазерное излучение взаимодействует с плазмой, в которой плотность случайным образом осциллирует в различных точках пространства около средней плотности пористого вещества. По этой причине даже для пористого вещества со сверхкритической средней плотностью лазерная плазма имеет случайно распределенные области с плотностью, меньшей критической плотности плазмы.

В результате лазерное излучение может проникать в пористое вещество со сверхкритической средней плотностью на глубину геометрической прозрачности и эффективно поглощаться не во внешнем разлетающемся плазменном факеле, как в случае твердого вещества, а внутри мишени в области с размерами порядка длины геометрической прозрачности. В условиях данных экспериментов время затухания осцилляций плотности плазмы превышает длительность лазерного импульса, поэтому стохастически распределенные области плазмы с докритической плотностью существуют в течение всего времени взаимодействия излучения с веществом. Это является одной из причин эффективного поглощения лазерного излучения в пористом веществе со сверхкритической средней плотностью, обнаруженного в экспериментах.

Имеется еще одна причина глубокого проникновения лазерного излучения в пористое вещество сверхкритической плотности, которая также способствует росту поглощения излучения. Она состоит в неоднородности образующейся плазмы, связанной с различными условиями взаимодействия лазерного пучка с твердыми элементами пористого вещества вследствие различной ориентации этих элементов относительно оси пучка. Элементы, поверхности которых расположены под малыми углами к оси лазерного пучка, подвергаются действию лазерного излучения с меньшей интенсивностью по сравнению с теми элементами, которые освещаются под углами, близкими к нормальному. В результате элементы, ориентированные под малыми углами, будут испаряться, ионизоваться и разлетаться внутрь пор медленнее, чем элементы, ориентированные под углами, близкими к нормальному. Этот эффект также приводит к существованию областей плазмы с докритической плотностью в пористом веществе со сверхкритической начальной плотностью.

2.1.3. Образование абляционной полости

Особенность лазерной абляции пористого вещества, т. е. формирования макропотоков испаренного вещества, состоит в том, что за счет объемного поглощения лазерного излучения в пористом веществе происходит испарение твердых элементов на всей глубине геометрической прозрачности, причем за счет пористой структуры этот процесс сопровождается преимущественным ускорением

неиспаренных частей твердых элементов вдоль направления распространения лазерного пучка, что приводит к образованию абляционной полости. В исследуемом материале толщина твердых элементов очень мала (меньше или порядка 1 мкм), и такие тонкие слои вещества при нагревании их лазерным излучением с интенсивностью $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² могут быть ускорены до скоростей, больших скорости разлета испаренного вещества. Для понимания деталей абляции в пористом веществе рассмотрим взаимодействие лазерного излучения с тонким слоем вещества, ориентированным, для определенности, по нормали к падающему лазерному пучку.

При нагреве слоя лазерным излучением вещество слоя будет испаряться с облучаемой поверхности мишени. Обозначим скорость волны испарения, направленной в глубину слоя, как u_f , скорость разлета испаренного вещества от границы испарения навстречу лазерному пучку – как u_{ev} и, наконец, скорость неиспаренной части слоя, ускоряемой вдоль направления распространения лазерного пучка под действием давления испаренного вещества, – как u_s . Проведем расчет модулей этих скоростей, учитывая, что направления скоростей u_f и u_s одинаковы и противоположны направлению скорости u_{ev} .

Поток испаренного вещества определяется критической плотностью плазмы ρ_{cr} и скоростью вещества с плотностью, близкой к критической плотности. Эта скорость зависит от интенсивности лазерного излучения следующим образом [15]:

$$u_{ev} \approx u_{cr} = \left[\frac{2(\gamma - 1) I_L}{3\gamma - 1} \frac{I_L}{\rho_{cr}} \right]^{1/3}. \quad (9)$$

Скорость волны испарения связана с характерной скоростью разлета испаренного вещества условием сохранения массы

$$u_f = u_{cr} \frac{\rho_{cr}}{\rho_0}. \quad (10)$$

Принимая во внимание, что при умеренных интенсивностях лазерного излучения $I_L = 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² скорость разлета испаренного вещества примерно равна локальной скорости звука вблизи границы испарения [15], уравнение движения неиспаренной части слоя можно записать в виде

$$(A_0 - u_f t) \rho_0 \frac{du_s}{dt} = 2\rho_{cr} u_{cr}^2, \quad (11)$$

где A_0 – начальная толщина слоя. Отсюда скорость неиспаренной части слоя

$$u_s = -2u_{cr} \ln \left(1 - \frac{t}{\tau_f} \right), \quad (12)$$

где

$$\tau_f = \frac{\rho_0 A_0}{\rho_{cr} u_{cr}} \quad (13)$$

– время полного испарения слоя. Поток энергии испаренного вещества

$$q_{ev} = \rho_{cr} u_{cr} \varepsilon,$$

где ε – средняя энергия частиц испаренного вещества. Поскольку граница испарения движется в направлении, противоположном направлению разлета испаренного вещества (со скоростью $u_s + u_f$), то к моменту времени t

за пределы первоначального положения поверхности слоя может вылететь только часть вещества, испаренного к этому моменту. Наиболее поздний момент испарения частиц, которые вылетают за пределы первоначального положения облучаемой поверхности слоя, t_d определяется из следующего условия:

$$\int_{t_d}^t u_{ev} dt' = \int_0^{t_d} (u_f + u_s) dt'.$$

Отсюда в стационарном приближении для доли энергии испаренного вещества, выносимой за пределы первоначального положения облучаемой поверхности слоя, легко получить выражение

$$\eta = \frac{t_d}{t} \approx \left(1 + \frac{u_f}{u_{ev}} + \frac{u_s}{u_{ev}} \right)^{-1}.$$

В случае воздействия лазерного импульса на толстый слой, когда

$$A_0 \gg u_{cr} \tau_L \frac{\rho_{cr}}{\rho_0} \text{ и } \rho_0 \gg \rho_{cr},$$

скорости волны испарения и неиспаренной части слоя в момент окончания действия лазерного импульса значительно меньше, чем скорость разлета испаренного вещества ($u_f, u_s \ll u_{ev}$), и в результате практически вся энергия испаренного вещества выносится за пределы первоначального положения облучаемой поверхности.

При взаимодействии лазерного импульса с тонким слоем, когда

$$A_0 \leq u_{cr} \tau_L \frac{\rho_{cr}}{\rho_0},$$

неиспаренная часть слоя может быть ускорена до скоростей, близких к скорости испаренного вещества и даже превышающих ее: $u_s \gtrsim u_{ev}$. По этой причине доля энергии, выносимая за пределы первоначального положения облучаемой поверхности,

$$\eta \approx \left(1 + \frac{u_s}{u_{ev}} \right)^{-1} \approx \left(1 + \frac{u_s}{u_{cr}} \right)^{-1} \quad (14)$$

может быть значительно меньше единицы.

Для пористого вещества непрерывное ускорение тонких слоев под действием лазерного излучения происходит только в промежутки времени между столкновениями соседних слоев. В условиях экспериментов на установке АВС при расчете по формуле (9) скорость разлета вещества с критической плотностью $u_{cr} \sim (3 - 4) \cdot 10^7$ см/с, что хорошо согласуется с измерениями сдвига спектра излучения плазмы на удвоенной частоте греющего излучения. Далее, используя (10) и (13), получаем скорость движения фронта волны испарения по слою $u_f \sim (0.7 - 1) \cdot 10^5$ см/с и время полного испарения твердого элемента пористого вещества $\tau_f \sim (0.5 - 1) \cdot 10^{-9}$ с. В свою очередь время между столкновениями соседних элементов $\tau_c \approx \delta / 2u_{cr} \sim (0.1 - 0.2) \cdot 10^{-9}$ с (где δ – размер пор), что значительно меньше времени полного испарения τ_f . В этих условиях, используя формулу (12) для случая $t \ll \tau_f$ и выражения для τ_f и τ_c , скорость элементов пористого вещества можно записать в виде

$$u_s \approx u_{cr} \frac{\tau_c}{\tau_f} = u_{cr} \frac{\rho_{cr}}{\rho_a}. \quad (15)$$

Сравнение выражений (10) и (15) показывает, что коллективное ускорение тонких элементов пористого вещества в глубь поглощающей области в процессе их испарения эквивалентно распространению фронта волны испарения в однородном веществе с плотностью, равной средней плотности пористого вещества.

Оценки по формуле (15) показывают, что в условиях данных экспериментов средняя скорость твердых элементов, ускоряемых внутрь пористого вещества, оказывается близка к скорости разлета испаренного вещества с критической плотностью: $u_s \sim (0.3 - 0.4)u_{cr}$. Заметим, что формула (15) представляет собой нижний предел для скорости твердых элементов, поскольку объемное поглощение лазерного излучения приводит к одновременному ускорению твердых элементов в области геометрической прозрачности и реально время между столкновениями элементов больше, чем $\tau_c \approx \delta_0/2u_{cr}$. Таким образом, надо ожидать, что коллективное ускорение твердых элементов пористого вещества в глубь мишени за счет объемного поглощения лазерного излучения в условиях данных экспериментов может приводить к значительному (в полтора раза и более) снижению энергии внешнего потока плазмы.

Помимо уменьшения энергии, уносимой потоком испаряемого вещества за пределы первоначального положения облучаемой поверхности мишени, ускорение твердых элементов вдоль оси лазерного пучка приводит к формированию абляционной полости в области поглощения лазерного излучения. Распределение массы вещества в области поглощения за счет ускорения элементов пор является существенно неоднородным по глубине, а именно большая часть вещества оказывается сосредоточена на краю горячей плазмы вблизи границы области поглощения и окружающего холодного вещества.

2.1.4. Электронная теплопроводность в поглощающей области

Параметры плазмы, образующейся в области поглощения лазерного излучения в пористом веществе, соответствуют условиям распространения сверхзвуковой волны электронной теплопроводности. Такой быстрый перенос энергии вносит существенный вклад в формирование плазмы поглощающей области, а именно приводит к выравниванию электронной температуры плазмы, как будет показано ниже, уже на начальной стадии взаимодействия при $t < 1$ нс.

Задача о сферической волне электронной теплопроводности в приближении однородного распределения температуры за фронтом описывается уравнением для скорости V_z распространения фронта волны

$$R_z V_z \approx \frac{1}{7} \frac{\kappa T^{5/2}}{B \rho_a} \quad (16)$$

совместно с уравнением сохранения энергии

$$T = \frac{3 \int W_L dt}{2\pi R_z^3 B \rho_a}, \quad (17)$$

где $\kappa = 1.3 \cdot 10^{19} \bar{Z}/\bar{Z}^2$ – коэффициент электронной теплопроводности в эрг/(см·с·кэВ^{7/2}); $T = T_e = T_i$; W_L – мощность лазерного излучения; R_z – радиус фронта волны; $V_z = dR_z/dt$; $B = 10^{15}(Z+1)/(\gamma-1)A$ – удельная теплоемкость плазмы в эрг/(г·кэВ).

Рассмотрим решение этой системы на начальной стадии взаимодействия лазерного излучения с мишенью, для чего будем учитывать нарастание со временем мощности лазерного излучения на переднем фронте импульса. В приближении линейного роста мощности решение системы (16), (17) имеет вид

$$V_z \approx \frac{12}{19} \left\{ \frac{\kappa}{4(B\rho_a)^{7/2}} \left[\frac{3E_L}{2\pi t_g(2t_g + t_m)} \right]^{5/2} \right\}^{2/19} t^{-7/19}, \quad (18)$$

где t_g – время нарастания мощности лазерного излучения; t_m – длительность лазерного импульса по основанию. Расчет по формуле (18) показывает, что в момент времени $t = 0.5$ нс скорость фронта волны теплопроводности V_z достигает $\sim 3 \cdot 10^7$ см/с. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальной скоростью расширения области горячей плазмы в течение первой наносекунды взаимодействия лазерного импульса с мишенью и указывает на то, что электронная теплопроводность может вносить существенный вклад в формирование высокой скорости расширения горячей плазмы в области поглощения излучения на начальной стадии.

Перейдем к обсуждению физики переноса энергии из области поглощения лазерного излучения в окружающее холодное пористое вещество мишени.

2.2. Перенос поглощенной энергии лазерного излучения в пористом веществе

2.2.1. Формирование давления

Структура пористого вещества определяет механизмы и характер переноса поглощенной лазерной энергии. Действительно, область поглощения лазерного излучения окружена холодным пористым веществом, в котором изолирующее действие пустот препятствует электронной теплопроводности до тех пор, пока за счет распространения гидродинамических возмущений не происходит затекания пустот плазменными потоками, содержащими свободные электроны. Таким образом, доминирующим механизмом переноса энергии от области поглощения в глубь мишени является гидродинамическая волна, распространяющаяся под действием давления горячей плазмы области поглощения.

Поскольку образование плазмы в области поглощения происходит за счет процесса гидротепловой диссипации потоков испаренного вещества отдельных элементов пор, то характерное время формирования давления представляет собой время распространения гидродинамических возмущений по всей поглощающей области: $\tau_p \sim L_g/V_s$ (V_s – скорость звука). Это время превышает время столкновения соседних элементов в отношении длины геометрической прозрачности к расстоянию между соседними элементами и согласно (1) и (2)

$$\tau_p \approx \frac{\pi}{2} \frac{\rho_s}{\rho_a} \frac{h_0}{\delta_0} t_0. \quad (19)$$

В условиях данных экспериментов расчет по формуле (19) дает для времени формирования давления в горячей плазме области поглощения значение 0.6–0.8 нс, что находится в хорошем согласии с результатами исследования эволюции плазмы методом щелевой развертки изображения, согласно которым, как было указано выше, медленная стадия расширения плазмы начинается в момент времени $t = 0.9$ нс.

2.2.2. Перенос энергии в течение времени действия лазерного импульса

По мере формирования давления плазмы в области поглощения и распространения гидродинамической волны переноса энергии по холодному веществу мишени объем абляционной полости увеличивается, а плотность в ней уменьшается. Это приводит к уменьшению коэффициента поглощения или, другими словами, к увеличению длины обратнотормозного поглощения лазерного излучения. В результате в течение времени действия лазерного импульса устанавливается самосогласованный режим формирования абляционной полости, когда размер этой области равен длине поглощения лазерного излучения.

Перенос энергии в холодное вещество за счет абляционного процесса в области поглощения описывается моделью, которая носит название модели «снежного плуга». Модель основана на следующих предположениях: 1) масса абляционной полости пренебрежимо мала по сравнению с массой холодного вещества, охваченного возмущением; 2) плотность и температура плазмы абляционной полости таковы, что длина обратнотормозного поглощения лазерного излучения равна размеру абляционной полости; 3) импульс холодного вещества, охваченного возмущением, определяется давлением в абляционной полости; 4) плазма в абляционной полости изотермична. В этих предположениях и в приближениях полусферической формы абляционной полости и малости размера фокального пятна лазера по сравнению с радиусом полости уравнения, описывающие параметры плазмы абляционной полости, имеют следующий вид:

уравнение энергии

$$W_L \approx 2\pi R_h^2 \rho_p [(\gamma - 1)BT]^{3/2}, \quad (20)$$

условие равенства длины обратнотормозного поглощения лазерного излучения L_b и радиуса абляционной полости R_h

$$a\rho_p^2 R_h T^{-3/2} \approx 1, \quad (21)$$

уравнение импульса

$$\rho_a R_h^2 t^{-2} \approx (\gamma - 1)B\rho_p T, \quad (22)$$

где W_L – мощность поглощаемого лазерного излучения; ρ_p и T – плотность и температура плазмы абляционной полости; $L_b = aT^{3/2}\rho_p^{-2}$; $a \approx 8 \cdot 10^{28} \lambda^2 \bar{Z} \bar{Z}^2$ (λ взято в микронметрах, a – в ед. СГС).

Решая систему уравнений (20)–(22), легко получить следующие соотношения для параметров плазмы абляционной полости:

$$R_h = \left\{ \frac{W_L^{7/3} t^6}{(2\pi)^{7/3} [(\gamma - 1)B]^{1/2} a^{1/3} \rho_a^3} \right\}^{1/11}, \quad (23)$$

$$\rho_p = \left\{ \frac{\rho_a^3 W_L^{4/3}}{(2\pi)^{4/3} [(\gamma - 1)B]^5 a^{10/3} t^6} \right\}^{1/11}, \quad (24)$$

$$T = \left\{ \frac{a^{8/3} \rho_a^2 W_L^{10/3}}{(2\pi)^{10/3} [(\gamma - 1)B]^7 t^4} \right\}^{1/11}, \quad (25)$$

а также выражение для скорости расширения абляционной полости

$$U_h = \frac{6}{11} \left\{ \frac{W_L^{7/3}}{(2\pi)^{7/3} [(\gamma - 1)B]^{1/2} a^{1/3} \rho_a^3 t^5} \right\}^{1/11}. \quad (26)$$

Согласно этому решению в момент времени $t = 3$ нс (примерно половина длительности лазерного импульса) скорость расширения абляционной полости $U_h \sim 8 \cdot 10^6$ см/с при температуре плазмы 1.2 кэВ, что согласуется с экспериментальными измерениями скорости переноса энергии в лазерной плазме пористого вещества на медленной стадии процесса.

2.2.3. Гидротепловая волна переноса энергии

Конечная фаза эволюции лазерной плазмы, которая наступает после окончания действия лазерного импульса и, следовательно, после окончания лазерной абляции носит характер «сильного взрыва» [8]. Как указывалось ранее, отличительная особенность переноса энергии в пористом веществе состоит в том, что распространение гидродинамических возмущений сопровождается разрушением твердых элементов и затеканием пор на фронте волны.

Считая, что затекание пор происходит в результате изотермической разгрузки твердых элементов, которая происходит примерно со скоростью звука, сильный взрыв в пористом веществе может быть описан в модели гидротепловой волны [8]. Такая волна представляет собой распространение со скоростью звука гидротепловых возмущений в однородном веществе с плотностью, равной средней плотности пористого вещества, когда соотношение между тепловой и гидродинамической энергиями вещества за фронтом волны соответствует изотермическому разлету вещества в геометрии (сферической, цилиндрической или плоской), соответствующей геометрии твердых элементов пор.

Однородное распределение температуры за фронтом гидротепловой волны устанавливается благодаря быстрой электронной теплопроводности, скорость которой в малоплотной и горячей плазме за фронтом волны переноса энергии может превышать, как указывалось выше, скорость звука.

Задача о распространении сферической гидротепловой волны описывается уравнением для скорости фронта волны и уравнением сохранения энергии:

$$U_{ht} = [(\gamma - 1)BT]^{1/2}, \quad \frac{4\pi}{3} R_{ht}^3 BT \rho_a = E_{ab}.$$

В результате решения этих уравнений получаем для радиуса фронта волны, скорости его распространения и температуры за фронтом волны выражения

$$R_{ht} \approx \left[\frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} \right)^2 \frac{(\gamma - 1)E_{ab}}{\pi \rho_a} \right]^{1/5} t^{2/5}, \quad (27)$$

$$U_{ht} \approx \frac{2}{5} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} \right)^2 \frac{(\gamma - 1)E_{ab}}{\pi \rho_a} \right]^{1/5} t^{-3/5}, \quad (28)$$

$$T \approx \left[\frac{3}{2} \left(\frac{5}{3} \right)^3 \frac{E_{ab}}{(\gamma - 1)^{3/2} B^{5/2} \pi \rho_a} \right]^{2/5} t^{-6/2}. \quad (29)$$

Проводя вычисления, легко получить, что выражение (28) дает скорость гидротепловой волны, близкую к скорости расширения плазмы пористого вещества на поздней стадии эволюции плазмы ($t = 7$ нс), измеренной по

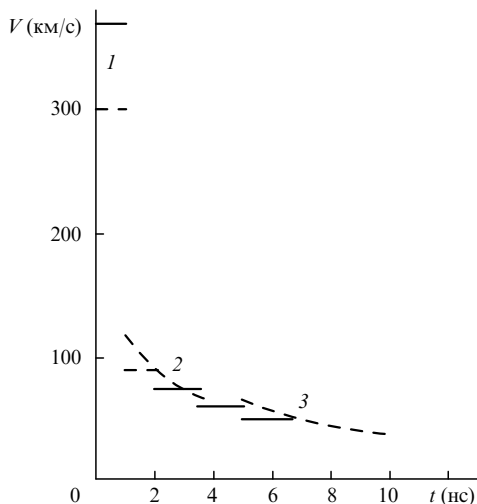


Рис.11. Сводная $V-t$ -диаграмма расширения лазерной плазмы мишени из пористого полистирола для условий рис.4: средние скорости, измеренные в различные интервалы времени (сплошные линии), и теоретические зависимости (штриховые линии). Области $V-t$ -диаграммы: 1 – поглощение лазерного излучения на длине геометрической прозрачности и формирование давления в горячей плазме области поглощения; 2 – гидродинамическая волна переноса энергии в абляционном режиме; 3 – гидротепловая волна.

методикам теневого и интерференционного фотографирования, а именно: при поглощенной энергии лазерного импульса 32.5 Дж скорость гидротепловой волны U_{ht} , рассчитанная по формуле (28), в момент времени $t = 7$ нс для пористого вещества с плотностью $\rho_a = 10^{-2}$ г/см³ составляет $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с.

Поскольку скорость расширения плазмы на стадии сильного взрыва (в поздние моменты времени, после окончания лазерного импульса) зависит от полной поглощенной в мишени лазерной энергии (см. формулу

(28)), измерение скорости движения границы плазмы является еще одним методом диагностики коэффициента поглощения лазерного излучения в экспериментах с малоплотными мишенями. В данном случае совпадение экспериментальных и теоретической скоростей расширения плазмы при поглощенной энергии, соответствующей коэффициенту поглощения 90 %, подтверждает результаты измерения эффективности поглощения калориметрическим методом и энергетический баланс поглощенной энергии, представленный в предыдущем разделе.

На рис.11 для сравнения даны экспериментальные и теоретические временные зависимости скорости переноса энергии на различных стадиях эволюции лазерной плазмы пористого вещества.

2.3. Численные расчеты

Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с плазмой в условиях данных экспериментов проводилось с использованием разработанной в Лаборатории физики и технологии инерциального синтеза (Фраскати) математической программы CoVi3, предназначенной для расчета трехтемпературной двумерной гидродинамики. Код CoVi3 включает описание распространения лазерного излучения в мишени с учетом рефракции и реальное уравнение состояния вещества в гомогенной фазе. Численные расчеты были выполнены для мишени, вещество которой предполагалось однородным с плотностью $\rho_a = 10$ мг/см³ и химическим составом полистирола, и для параметров лазерного импульса и системы фокусировки излучения, описанных в разд. 1.

Некоторые результаты этих расчетов представлены на рис.12. Основной особенностью развития гидродинамических процессов в малоплотной мишени является формирование к концу длительности переднего фронта лазерного импульса абляционной полости с плотностью ниже критической плотности плазмы в области погло-

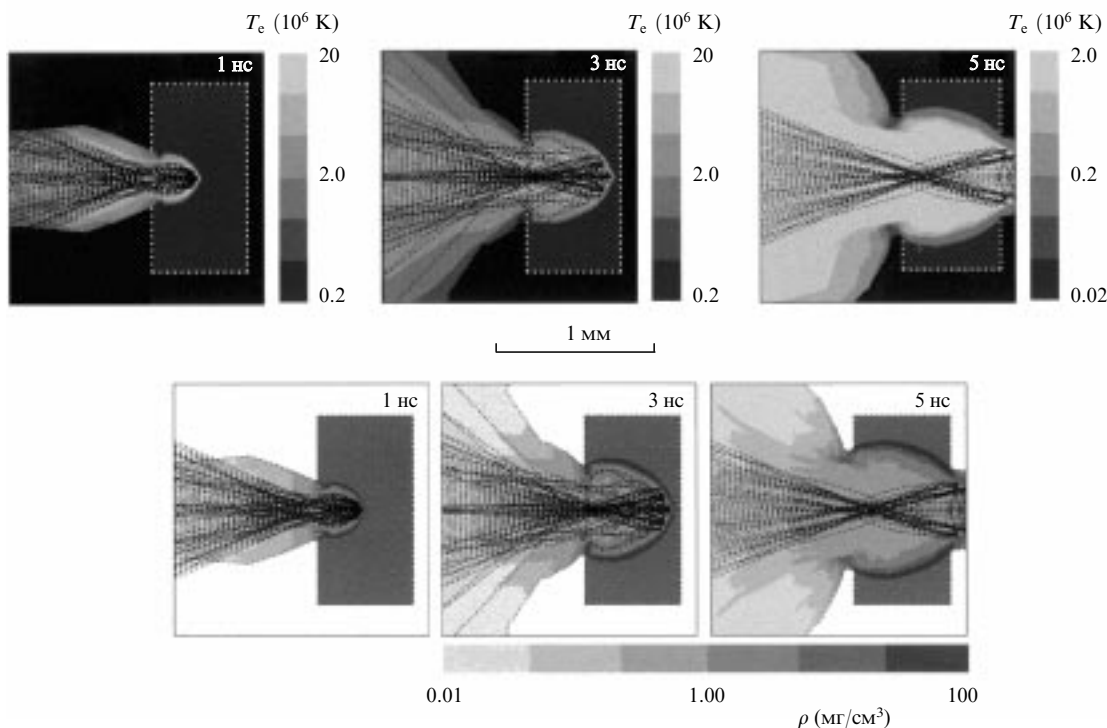


Рис.12. Численные расчеты по коду CoVi3 взаимодействия лазерного пучка с мишенью из малоплотного ($\rho_a = 10$ мг/см³) вещества с химическим составом, соответствующим полистиролу, для условий рис.4. Моменты времени отсчитываются от начала лазерного импульса.

щения излучения. Распространение лазерного излучения в абляционной полости сопровождается сильной рефракцией и многократным отражением от внутренней границы полости, что приводит к захвату излучения в полости и его эффективному поглощению.

Внутренняя граница абляционной полости представляет собой тонкий слой вещества с плотностью, примерно в 10 раз превышающей плотность невозмущенного вещества мишени. Скорость движения границы абляционной полости внутрь мишени составляет $\sim 10^7$ см/с. Форма абляционной полости сохраняется с течением времени, при этом отношение радиуса входного отверстия полости к ее глубине вдоль оси лазерного пучка равно примерно 0.4. Расчеты продемонстрировали высокую эффективность поглощения лазерного излучения ($\lambda = 1.054$ мкм) – более 70 %.

3. Общая картина взаимодействия лазерного излучения с пористым веществом сверхкритической плотности и свойства образующейся плазмы

На самой ранней стадии взаимодействия лазерного импульса с пористым веществом лазерное излучение проникает внутрь мишени на глубину, равную длине геометрической прозрачности пористого вещества L_g . Для пористого полистирола с плотностью $10 - 20$ мг/см³ длина геометрической прозрачности находится в пределах 200 – 400 мкм. Благодаря рассеянию лазерного излучения в пористом веществе область поглощения излучения на этой, самой ранней, стадии взаимодействия представляет собой полусферу, центр которой лежит на пересечении оси лазерного пучка с облучаемой поверхностью мишени, а ее радиус равен длине геометрической прозрачности.

Лазерное излучение одновременно взаимодействует со всеми твердыми элементами пористого вещества в области геометрической прозрачности, поэтому поглощение излучения, нагрев и испарение пористого вещества носят объемный характер. По мере действия лазерного импульса, нагрева мишени, испарения твердых элементов пористого вещества и увеличения их размеров вследствие разлета длина геометрической прозрачности уменьшается. Длительность затекания пор в результате разлета и столкновения плазменных потоков соседних элементов пористого вещества $t_0 \approx 100 - 300$ пс.

Столкновения плазменных потоков при затекании пор приводят к образованию плазмы в существенно неравновесном состоянии, которое характеризуется значительным различием температур ионов (несколько килоэлектронвольт) и электронов (несколько сотен электронвольт) и возбуждением долгоживущих макроосцилляций плотности плазмы с частотой $10^9 - 10^{10}$ с⁻¹. Время затухания макроосцилляций плотности в условиях экспериментов на установке АВС составляет несколько наносекунд – время, сравнимое с длительностью лазерного импульса.

Возбуждение макроосцилляций плотности плазмы означает, что лазерная плазма пористого вещества сверхкритической плотности имеет стохастически распределенные области с плотностью как выше, так и ниже критической, и лазерное излучение может проникать в пористое вещество сверхкритической плотности и поглощаться в нем на глубине геометрической прозрачности

даже после окончания затекания пор. Возбуждение долгоживущих макроосцилляций плотности плазмы за счет гидротепловой диссипации сталкивающихся плазменных потоков внутри пор является одной из причин аномально высокой эффективности поглощения лазерного излучения в пористом веществе сверхкритической плотности, установленной в экспериментах.

Перенос энергии из области поглощения лазерного излучения в окружающее холодное пористое вещество осуществляется за счет гидродинамических процессов, поскольку электронная теплопроводность оказывается в значительной степени подавлена изолирующим действием пустот пор. Распространение гидродинамических возмущений начинается после формирования давления плазмы в области поглощения в моменты времени $t > \tau_p$.

Характерная длительность формирования давления τ_p представляет собой время, за которое гидродинамические возмущения, связанные со столкновениями плазменных потоков соседних элементов пор, распространяются на длину геометрической прозрачности – размер области поглощения. Таким образом, длительность формирования давления в области поглощения τ_p превышает время затекания пор t_0 в отношении длины геометрической прозрачности к размеру пор и составляет около 1 нс.

При $t < \tau_p$, пока происходит формирование давления, вся энергия оказывается сосредоточенной в области поглощения лазерного излучения. В течение этого времени в поглощающей области образуется абляционная полость за счет того, что испарение твердых элементов сопровождается их эффективным ускорением в направлении распространения лазерного пучка в глубь мишени. Распределение массы в абляционной полости имеет неоднородный характер: большая ее часть сосредоточена на внутренней границе полости с окружающим еще невозмущенным веществом мишени. Образование абляционной полости, заполненной плазмой с докритической плотностью, в которой происходит захват лазерного излучения за счет рассеяния излучения и отражения от внутренней границы, является еще одной причиной высокой эффективности поглощения лазерного излучения в пористом веществе со сверхкритической плотностью.

В промежуток времени между окончанием формирования давления в поглощающей области и окончанием действия лазерного импульса $\tau_p < t < t_L$ распространение волны гидродинамического переноса энергии по холодному пористому веществу обусловлено абляцией в поглощающей области. Особенность этого режима состоит в самосогласованном характере распространения волны, при котором длина поглощения лазерного излучения близка к размеру абляционной полости.

После окончания лазерного импульса и абляции, при $t > t_L$, односторонняя волна гидродинамического переноса энергии в направлении оптической оси лазерного пучка сменяется сферической гидротепловой волной, для которой распространение гидродинамических возмущений близко к сильному взрыву в однородном веществе с плотностью, равной средней плотности пористого вещества, а скорость распространения фронта такой волны примерно равна скорости звука.

Скорость гидродинамического переноса поглощенной лазерной энергии в холодном пористом веществе составляет $(6 - 9) \cdot 10^6$ см/с, что значительно меньше, чем $(3 - 5) \cdot 10^7$ см/с – скорости переноса энергии в горячей плазме на стадии формирования давления, т. е. при $t < \tau_p$.

Скорость гидродинамического переноса энергии уменьшается со временем, поскольку при распространении волны в абляционном режиме, а затем и гидротепловой волны в образование плазмы вовлекаются все большие и большие массы первоначально холодного вещества. При этом уменьшение со временем скорости расширения плазмы на стадии гидротепловой волны (после окончания действия лазерного импульса) происходит быстрее, чем на стадии абляции.

Формирование на различных стадиях взаимодействия лазерного излучения с пористым веществом плазмы со значительно различающимися параметрами, по-видимому, является причиной двухкомпонентного распределения ионов плазмы, зарегистрированного в экспериментах. Группа быстрых ионов со скоростями $\sim 4 \cdot 10^7$ см/с, может быть образована в результате разлета ионов горячей плазмы из области поглощения через внешнюю свободную границу абляционной полости на облучаемой поверхности мишени.

Группа более медленных ионов со скоростями $\sim 10^7$ см/с может быть образована в процессе разлета менее нагретой плазмы, окружающей область поглощения, нагрев которой происходит за счет гидродинамического переноса энергии. Последнее предположение подтверждается сильными флуктуациями углового распределения группы медленных ионов, зарегистрированными коллекторными измерениями.

Электронная теплопроводность, по-видимому, участвует в переносе энергии только после затекания пор плазменными потоками, осуществляя температурное выравнивание в плазме области поглощения лазерного излучения и за фронтом волны гидродинамического переноса энергии.

Заключение

Представленные результаты по взаимодействию мощного лазерного излучения с пористым веществом сверхкритической плотности, такие как высокая эффективность поглощения излучения, высокая скорость переноса поглощенной лазерной энергии, низкая степень преобразования поглощенной энергии в энергию гидродинамического движения внешнего плазменного потока и другие, определяют перспективные направления применения относительно плотных пористых веществ в проблеме ЛТС. К ним в первую очередь относятся использование таких сред в качестве компактного поглотителя мишеней ЛТС, способного обеспечить выравнивание неоднородностей нагрева мишени лазерными пучками, временное профилирование абляционного давления, а также управление динамикой и эффективностью конверсии лазерного излучения в рентгеновское в мишенях прямого и непрямого облучения.

Интересным и важным направлением фундаментальных исследований является получение сильно неравновесной лазерной плазмы пористых и регулярно-структурированных веществ и исследование релаксационных явлений в таких плазменных объектах. Очень заманчивыми представляются прямая экспериментальная демонстрация возможности получения долгоживущей плазмы с ионной температурой, значительно превышающей тем-

пературу электронов, и генерации макроосцилляций плотности плазмы, а также измерение скоростей ион-ионных и электрон-ионных релаксационных процессов.

Авторы выражают благодарность П.-Л.Андреоли и Г.Кристофари за большую техническую помощь в проведении экспериментов, А.Датоле за постоянную работу по поддержанию всех систем установки АВС на необходимом техническом уровне, В.А.Паису за проведение численных расчетов по программе CoVi3, Ю.А.Меркульеву и А.И.Громову за изготовление и предоставление мишени для экспериментов, И.Я.Доскочу за помощь в подготовке иллюстративных материалов, Н.Н. Демченко за полезные обсуждения результатов работы и помощь в подготовке текста статьи.

1. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 715 (1997).
2. Гуськов С.Ю., Карузо А., Розанов В.Б., Странгио К. *Тезисы докл. XXV Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС* (Звенигород, изд-е Моск. физич. об-ва, 1998, с.100).
3. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 521 (1997).
4. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **108**, 548 (1995).
5. Lindl J. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
6. Desselberger M., Jonas M.W., Edwards J. et al. *Phys. Rev. Letts*, **74**, 2961 (1995).
7. Koch J.A., Estabrook K.J., Bauer J.D. et al. *Phys. Plasmas*, **2**, 3820 (1995).
8. Бугров А.Э., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 903 (1997).
9. Caruso A., Gus'kov S.Yu., Demchenko N.N., Rozanov V.B., Strangio C. *J. Rus. Laser Res.*, **18**, 464 (1997); *Preprint of Lebedev Physical Inst. № 18* (Moscow, 1997).
10. Elton R.C. *NRL Report* (Washington, v.6738, 1968).
11. Caruso A., Strangio C. *Phys. Letts A*, **109**, 2 (1985).
12. Strangio C., Caruso A. *Laser and Particle Beams*, **16**, 45 (1998).
13. Benattar R., Popovics C., Sigel R. *Revi. Sci. Instr.*, **50**, 12 (1979).
14. Имшенник В.С. *ДАН СССР*, **131**, 1287 (1960).
15. Afanas'ev Yu.V., Gus'kov S.Yu. In: *Nuclear fusion by inertial confinement* (Ann Arbor, CRC Press, 1993, p.99).

S.Yu.Gus'kov, A.Caruso, V.B.Rozanov, C.Strangio. Interaction of high-power laser pulses with supercritical-density porous materials

The properties of a nonequilibrium plasma produced by high-power laser pulses with intensities $I_1 \approx 10^{14} - 10^{15}$ W cm⁻² irradiating plane targets made of a porous material are investigated. The mean density of matter in targets was substantially higher than the critical plasma density corresponding to a plasma resonance. The density of porous material was $\rho_a \approx 10 - 20$ mg cm⁻³, while the critical density at the wavelength of incident radiation was $\rho_{cr} \approx 3$ mg cm⁻³. An anomalously high absorption (no less than 80 %) of laser radiation inside a target was observed. Within the first 3–4 ns of interaction, the plasma flow through the irradiated target surface in the direction opposite of the direction of the laser beam was noticeably suppressed. Only $\sim 5\%$ of absorbed laser energy was transformed into the energy of particles in this flow during the laser pulse. Absorbed energy was stored as the internal plasma energy at this stage (the greenhouse effect). Then, this energy was transformed, similar to a strong explosion, into the energy of a powerful hydrodynamic flow of matter surrounding the absorption region. The specific features of the formation and evolution of a nonequilibrium laser-produced plasma in porous media are theoretically analysed. This study allows the results of experiments to be explained. In particular, we investigate absorption of laser radiation in the bulk of a target, volume evaporation of porous material, the expansion of a laser-produced plasma inside the pores, stochastic collisions of plasma flows, and hydrothermal energy dissipation. These processes give rise to long-lived oscillations of plasma density and lead to the formation of an internal region where laser radiation is absorbed.