

ДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОБЪЕМНО СТРУКТУРИРОВАННОЕ ВЕЩЕСТВО МАЛОЙ ПЛОТНОСТИ

С.Ю.Гуськов, Ю.С.Касьянов*, М.О.Кошевой, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов,
А.С.Шиканов

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

**Институт общей физики РАН
117942 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 августа 1996 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию свойств плазмы, образующейся при воздействии импульса излучения 2-й гармоники Nd-лазера со средней интенсивностью в фокальном пятне $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² на плоские мишени из пористого полипропилена (СН)_x со средней плотностью 0.02 г/см³ (близкой к критической плазменной плотности) и размерами пор ~ 50 мкм. Обнаружены существенные отличия свойств лазерной плазмы пористой и сплошной мишеней. Основными отличиями являются объемное поглощение лазерного излучения в пористом веществе и значительно большие пространственные масштабы переноса энергии. Продольная скорость абляции пористого вещества, измеренная в экспериментах, составила $(1.5 - 3) \cdot 10^7$ см/с, что соответствует массовой скорости $(3 - 6) \cdot 10^3$ г/см²·с, а поперечная (по отношению к направлению лазерного пучка) скорость распространения тепловой волны $\sim (1 - 2) \cdot 10^7$ см/с. Пространственные размеры плазменного факела $\sim 20 - 30$ мкм. Плазма локализована внутри мишени в области с размерами 200 - 400 мкм.

PACS: 52.50.Jm

1. Интерес к исследованию взаимодействия лазерного излучения с малоплотным структурированным веществом (с плотностью, близкой к критической плазменной) обусловлен возможностью нагрева плазмы до высоких температур более ~ 1 кэВ [1, 2] и инициирования сверхзвуковых режимов переноса поглощенной лазерной энергии за счет процессов электронной [1, 2] или лучистой [3] теплопроводности. Поиск условий инициирования быстрых режимов переноса тепла является важной задачей для решения ключевой проблемы инерциального термоядерного синтеза - достижения однородного распределения энергии лазера или ионного пучка, поглощаемой в мишени.

Данная работа посвящена исследованию свойств высокотемпературной лазерной плазмы пористых мишеней легких элементов в условиях переноса энергии электронной теплопроводностью.

2. Эксперименты по облучению пористых мишеней проводились на лазерной установке "ФЕНИКС" [4]: длина волны $\lambda = 0.53$ мкм (вторая гармоника Nd-лазера), длительность лазерного импульса по полувысоте $t_L = 2.5$ нс, диаметр пятна фокусировки $\varnothing \sim 15$ мкм, средняя интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени $I \sim 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Использовались плоские мишени с толщинами от 200 до 800 мкм, приготовленные из вспененного полипропилена (СН)_x со средней плотностью $\rho_a = 0.02$ г/см³ и средними размерами пор $d \sim 50$ мкм. Исследования проводились при нормальном падении

лазерного излучения на поверхность мишеней. Результаты, полученные для пористых мишеней, сравнивались с измерениями для сплошных мишеней из полипропилена с нормальной плотностью $\rho_0 \sim 1 \text{ г/см}^3$.

Исследования размеров плазмы и ее электронной температуры проводились с помощью многоканальных камер-обскур в комбинации с методом рентгеновских фильтров. Пространственное разрешение метода составляло $\sim 15 \text{ мкм}$. Характерные обскурограммы, полученные для сплошной и пористой мишеней, приведены на рис.1. В случае сплошной мишени образуется плазменный факел с размерами 70–100 мкм. Для пористых мишеней плазма, в основном, локализована внутри мишени и достигает размера 200–400 мкм в поперечном к оси лазерного пучка направлении, что значительно превышает размер фокального пятна. Продольный размер разлетающегося наружу (по отношению к первоначальному положению границы мишени) плазменного факела не превышает $\sim 30 \text{ мкм}$. Интегральная по времени электронная температура в обоих случаях $\sim 300 - 400 \text{ эВ}$.

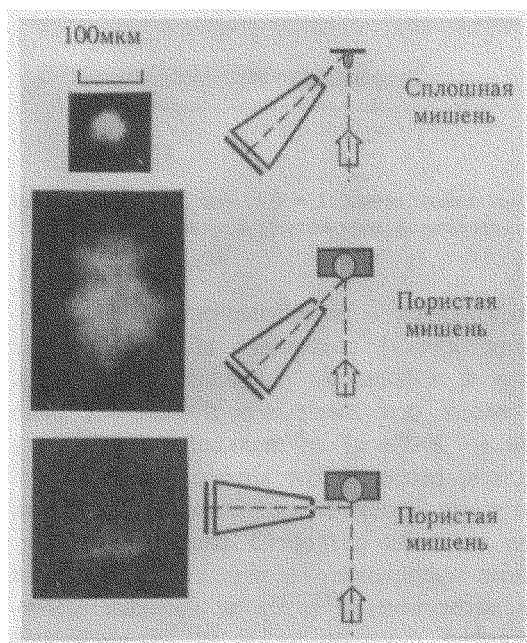


Рис.1. Обскурограммы плазмы при облучении сплошных и пенных мишеней лазерным излучением с указанными параметрами

Одновременно с регистрацией обскурограмм с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК) проводились пространственно-временные измерения свечения плазмы на длине волны $\lambda = 0.43 \pm 0.03 \text{ мкм}$. Наблюдение велось под углом $\sim 15^\circ$ к нормали передней поверхности мишени. Пространственное и временное разрешения составляли $\sim 7 \text{ мкм}$ и 100 пс , соответственно. Результаты экспериментов для сплошного и пористого веществ приведены на рис.2. Для плотного полипропилена диаметр области свечения плазмы в первые моменты времени составляет около 20 мкм и примерно соответствует размеру фокального пятна. За время $\sim 1 \text{ нс}$ размер светящейся области увеличивается до $\sim 100 \text{ мкм}$, что связано с появлением яркой плазменной короны над поверхностью мишени. Примерно через 1.5 нс после начала лазерного импуль-

са диаметр светящейся области начинает уменьшаться и к концу лазерного импульса достигает величины, близкой к размеру фокального пятна, и в дальнейшем остается постоянным, поскольку отвечает послесвечению плотной остывающей плазмы в кратере мишени. В случае пористых мишеней поведение области свечения существенно отличается: в течение первых 1.5нс ее размер увеличивается с 20 до 200мкм и остается постоянным до окончания действия лазерного импульса. Таким образом, в этом случае скорость увеличения диаметра области свечения плазмы в поперечном направлении составляет $\sim (1 - 2) \cdot 10^7$ см/с.

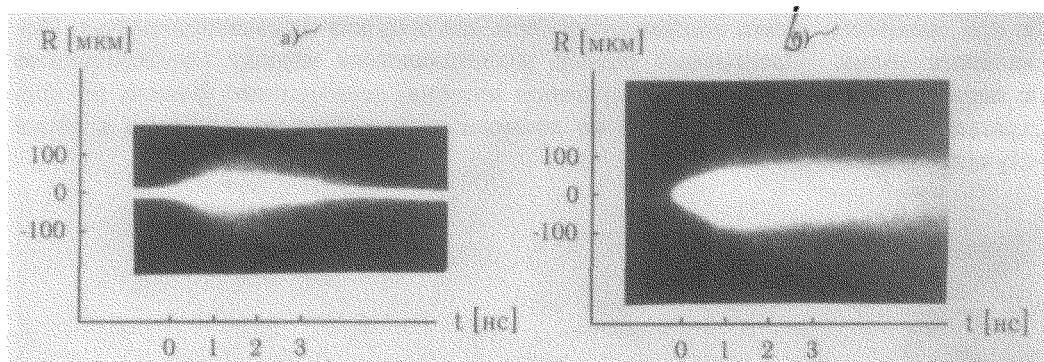


Рис.2. Временная развертка свечения плазмы на длине волны $\lambda = 0.43$ мкм при наблюдении по нормали к поверхности мишени: а – СН с нормальной плотностью; б – вспененный СН с плотностью 0.02 г/см³

Динамика образования плазмы исследовалась с помощью регистрации бокового (под углом 90° к оси лазерного пучка) рассеяния вблизи частоты греющего излучения с пространственным и временным разрешениями. Щель ЭОК в этом случае ориентировалась вдоль оси лазерного пучка. В ряде экспериментов на некотором расстоянии (~ 200 мкм) от тыльной поверхности мишени располагалась алюминиевая фольга, рассеяние от которой также регистрировалось ЭОК'ом с целью визуализации момента прохождения лазерного излучения сквозь мишень. Характерная щелевая развертка рассеяния приведена на рис.3. Сильное боковое рассеяние происходит на передней и тыльной поверхностях мишени, а интенсивность рассеяния из глубины мишени заметно слабее. При этом рассеяние на тыльной поверхности и на алюминиевой фольге наблюдается в начале лазерного импульса и повторно через некоторый интервал времени, величина которого изменялась в зависимости от толщины используемых мишеней.

3. Анализ полученных экспериментальных данных позволяет предположить следующую картину взаимодействия мощного лазерного излучения с пористыми мишенями. Пористое вещество представляет собой неупорядоченную совокупность полых ячеек, стенки которых состоят из вещества в нормальном (твердом) состоянии. Средняя плотность такого вещества составляет

$$\rho_a = \frac{3\delta}{2r_p} \rho_0, \quad (1)$$

где δ и r_p – соответственно средние значения толщины стенки и радиуса ячейки; ρ_0 – плотность стенки ячейки.

Прозрачность пористых мишеней для лазерного излучения на начальной стадии взаимодействия связана, возможно, с конечной длительностью переднего фронта лазерного импульса и порогом образования плазмы в полипропилене, а также с наличием крыльев относительно слабой интенсивности (ниже порога образования плазмы) в каустике лазерного пучка. В условиях данных экспериментов имеется еще одна возможная причина прозрачности мишени, связанная непосредственно с особенностями образования лазерной плазмы в крупнопористом веществе ($r_p > r_f$, где r_f – радиус пятна фокусировки). На начальной стадии происходит образование плазмы в узком "канале поглощения" с сечением, близким к сечению лазерного пучка. Поскольку $r_f < r_p$, первичное заполнение ячейки происходит до плотности, меньшей, чем средняя плотность пористого вещества:

$$\rho_1 \cong \left(\frac{r_f}{r_p} \right)^2 \frac{\rho_a}{2}. \quad (2)$$

Испарение тонкой стенки ячейки происходит в тепловом режиме [5], когда вещество по всей толщине практически мгновенно нагревается тепловой волной. Поэтому время разлета вещества стенки до плотности ρ в процессе первичного заполнения ячейки можно оценить как

$$t \propto \frac{r_p}{(I/\rho_a)^{1/3}} \left(\frac{r_f^2 \rho_a}{r_p^2 \rho} \right)^{2/9}, \quad \rho \geq \frac{r_f^2 \rho_a}{r_p^2}. \quad (3)$$

Время t_1 , за которое плотность плазмы в каустике пучка падает до критического значения, находится подстановкой в (3) $\rho = \rho_{cr}$. На втором этапе, в результате теплового и гидродинамического переноса энергии в поперечном направлении, происходит нагрев и испарение всего вещества ячеек, встречающихся на пути лазерного пучка, и они заполняются плазмой со средней плотностью пористого вещества ρ_a за время

$$t_2 \propto \frac{2r_p}{(I/\rho_a)^{1/3}} \left(\frac{r_p}{r_f} \right)^{2/3}. \quad (4)$$

Оценки по формулам (3) и (4) для $r_p = 25$ мкм и $\rho_a = 0.02$ г/см³ дают значения для t_1 и t_2 соответственно 0.03 и 0.2 нс. Поскольку $t_1 \ll t_2$, в условиях данных экспериментов в течение времени $t_1 \leq t \leq t_2$ возможно формирование "канала поглощения" с докритической плотностью. При этом, если выполняется условие $\Delta < 2r_p(t_2/t_1) < L$ (Δ – толщина мишени, L – длина обратного-тормозного поглощения), мишень будет прозрачна для лазерного излучения в течение времени

$$(\Delta/2r_p)t_1 \leq t \leq t_2. \quad (5)$$

Длину L для параметров плазмы в "канале поглощения" можно оценить по формуле [2]

$$L \cong 9.2 \cdot 10^{-8} A^2 T^{3/2} / Z^3 \lambda^2 \rho_1^2 \text{ см} \quad (6)$$

(где T – электронная температура в кэВ, λ – в мкм, Z – средний заряд ионов), считая, что

$$T \cong E_L \frac{t_2}{t_L} / B \pi r_p^2 L \rho_1, \quad (7)$$

где E_L – энергия лазерного импульса, $B = 10^{15} (Z + 1) / A (\gamma - 1)$ эрг/г·кэВ – удельная теплоемкость. В условиях описываемых экспериментов оценки по

формулам (6) – (7) дают: $T \sim 0.5$ кэВ, $L \sim 1.5$ мм. Тогда, согласно (5), мишени с толщинами $\Delta < 400 - 500$ мкм могут быть прозрачны для лазерного излучения на первой наносекунде процесса вследствие формирования "канала поглощения" с докритической плотностью. Отметим, что в условиях экспериментов с крупнопористыми мишенями динамика формирования канала поглощения существенно зависит от структуры и параметров ячеек пористого вещества. Поэтому эффект прозрачности канала поглощения может носить нерегулярный характер от измерения к измерению.

В моменты времени $t \geq t_2$ плотность плазмы в канале поглощения становится близкой к средней плотности пористого вещества, то есть большей, чем критическая плотность. В этом случае фронт области поглощения лазерного излучения движется в глубь мишени от ее передней поверхности со скоростью абляции (со скоростью движения гидродинамического разрыва, разделяющего области плазмы с плотностями ρ_a и ρ_{cr}) [5]

$$v_{ab} = \frac{\rho_{cr}}{\rho_a} \left[\frac{2(\gamma - 1) I}{3\gamma - 1 \rho_{cr}} \right]^{1/3}, \quad t > t_2. \quad (8)$$

Абляция вещества мишени вдоль лазерного пучка объясняет характерное

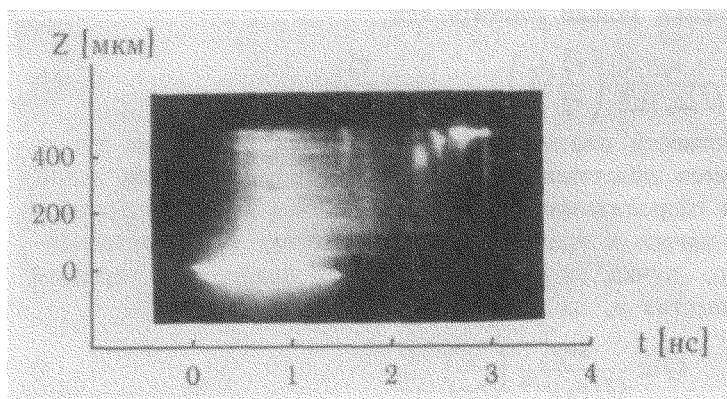


Рис.3. Пространственно-временные развертки рассеянного лазерного излучения на длине волны лазера при наблюдении под 90° для пенных мишеней

поведение области рассеяния лазерного излучения в экспериментах. По истечении некоторого времени после начала лазерного импульса (примерно через 1–1.5 нс, см. рис.3) рассеяние греющего излучения, наблюдаемое в перпендикулярном к оси лазерного пучка направлении, исчезает как из глубины, так и с поверхности пористой мишени, что свидетельствует, по-видимому, о том, что область эффективного рассеяния греющего излучения находится уже в глубине мишени и экранируется плазмой с критической плотностью, образованной на "стенках" канала. По моменту появления рассеяния на задней поверхности мишени (рис.3), который соответствует моменту "прожигания" мишени, можно оценить среднюю скорость углубления канала. Для мишеней с толщинами 250, 400 и 600 мкм измеренные времена "прожигания" составили, соответственно, 1.0, 2.0–2.3 и 2.7 нс. Для скорости продольной абляции на основании большого числа измерений была получена величина $(1.5 - 3.0) \cdot 10^7$ см/с, что соответствует массовой скорости абляции $(3 - 6) \cdot 10^5$ г/см²·с. Расчет по формуле (8) дает близкий результат: $v_{ab} \sim (2 - 3) \cdot 10^7$ см/с.

Перенос энергии от канала поглощения в поперечном направлении сопровождается объемным испарением пористого вещества. Этот процесс пред-

ставляет собой последовательное испарение вещества стенок внутрь пор с последующим переходом энергии гидродинамического движения в тепловую внутри каждой поры, охваченной волной испарения. Приближенно можно считать, что за фронтом волны испарения остается нагретое вещество с плотностью, равной средней плотности пористого вещества, при этом за счет процесса термализации сталкивающихся микропотоков вещества энергия гидродинамического движения плазмы составляет малую долю ее тепловой энергии. В приближении сильного взрыва [6] от бесконечно тонкого цилиндрического источника энергии с переменной длиной $v_{ab}t$ для скорости распространения поперечной волны объемного испарения по крупнопористому веществу и температуры плазмы за фронтом такой волны легко получить:

$$v_{\perp} \approx \left(\frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1} \right)^{1/4} \left(v_{ab} \frac{r_f \rho_a}{t \rho_{cr}} \right)^{1/2}, \quad T \approx \frac{v_{\perp}^2}{2B}, \quad t > t_2. \quad (9)$$

Расчет по формуле (9) дает для условий обсуждаемых экспериментов скорость поперечной волны абляции $v_{\perp} \sim (0.8 - 1) \cdot 10^7$ см/с. Отсюда получаем согласующиеся с экспериментами значения размеров нагретой области плазмы в поперечном направлении: $R_{\perp} \sim (200 - 300)$ мкм для $t_L \sim 2.5$ нс.

Подводя итог, выделим основные особенности взаимодействия лазерного излучения с плоскими крупнопористыми мишенями.

1. Излучение поглощается при формировании канала поглощения в пористом веществе. Образующаяся плазма локализована внутри мишени в области с продольными размерами в несколько сотен микрон.

2. Поперечные размеры плазмы пористой мишени $\sim 200 - 300$ мкм. Процесс поперечного переноса энергии близок к явлению "сильного взрыва" с выделением энергии в узком канале поглощения лазерного излучения.

3. Скорость абляции вдоль распространения лазерного излучения в пористом веществе в (1.5-2) раза превышает теоретические и экспериментальные результаты для скорости абляции в твердом веществе.

Авторы выражают благодарность А.И.Громову и Н.Г.Борисенко за изготовление пористых мишеней, а также Ю.А.Меркулеву, В.Т.Тихончуку и А.А.Малютину за полезные обсуждения результатов работы.

Работа выполнена при поддержке грантов МНТЦ 029-94, Российским фондом фундаментальных исследований 95-02-04267-а, 96-02-18750-а.

-
1. С.Ю.Гуськов, Н.В.Змитренко, Вл.Б.Розанов, ЖЭТФ 108, 548 (1995).
 2. R.Kodama, K.A.Tanaka, M.Nakai et al., Phys. Fluids B3(3), 735 (1991).
 3. T.Afshar-rad, M.Desselberger, M.Dunne et al., Phys. Rev. Lett. 73, 74 (1994).
 4. Н.Е.Андреев, В.Л.Арцимович, Ю.С.Касьянов и др., ЖЭТФ 98, 881 (1990).
 5. Yu.V.Afanasyev, S.Yu.Gus'kov, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, Eds. G.Velarde et al., CRC Press. Boca-Ration, (1993), p.99.
 6. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М.: Изд. Академии наук СССР (1963).