

## Перенос энергии в объемно-структурированной среде

С.В.Бондаренко, С.Г.Гаранин, Г.А.Кириллов, Ю.Ф.Кириянов, Г.Г.Кочемасов

*Исследованы физические свойства так называемой пены – малоплотной (средняя плотность  $\sim 1$  мкг/см<sup>3</sup>) микро-структурированной среды. Проведена классификация различных типов пены, исходя из особенностей ее внутренней структуры. Рассмотрено распространение мощного лазерного излучения в таких средах и получены соотношения для глубины проникновения излучения в пенах различной структуры. На основе автомодельного решения, описывающего разлет пленки (нити) при одновременном ее нагреве по закону  $T = At^\alpha$ , предложена модель распространения тепла в пористой среде и получено соотношение для скорости гидротепловой волны  $v_{ht} = [4K/\alpha(\alpha + 2)]^{1/2} c_T$  ( $c_T$  – изотермическая скорость звука в объеме прогретого вещества;  $K$  – константа, определяемая в рамках модели). Показано, что скорость распространения гидротепловой волны существенным образом определяется процессами, происходящими на масштабах микроструктуры пены. В рамках предложенной модели проанализирована зависимость этой скорости от параметров данных процессов.*

**Ключевые слова:** сглаживание неоднородностей лазерного облучения мишеней, микроструктурированная среда («пена»), скорость гидротепловой волны.

Важной проблемой лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) является обеспечение высокой степени однородности сжатия мишеней, содержащих термоядерное топливо. Особенно остро эта проблема стоит для мишеней прямого облучения (МПО). В настоящий момент развиваются два основных направления исследований по решению данной задачи. К первому из них следует отнести разработку специальных методик оптического сглаживания, таких как наведенная пространственная некогерентность (induced spatial incoherence, ISI) [1], сглаживание посредством спектральной дисперсии (smoothing by spectral dispersion, SSD) [2] и др., с целью улучшения однородности лазерного облучения мишеней. Другим направлением является разработка конструкций мишеней, оптимальных с точки зрения использования теплового сглаживания при переносе энергии из зоны поглощения лазерного излучения (ЛИ) в зону абляции за счет электронной теплопроводности (см., напр., [3–5]).

В [3] было предложено использовать маломощный предимпульс ЛИ с высокой степенью однородности облучения МПО для создания плазменного облака вокруг мишени. Тогда к моменту прихода основного импульса зона энерговыделения будет отстоять от абляционной поверхности на расстояние  $\Delta$  и за счет электронной теплопроводности будет происходить сглаживание неоднородности  $\delta I/I$  облучения мишени. Степень сглаживания определяется характерной пространственной длиной волны  $\lambda_\perp$  неоднородности:  $\delta p/p \approx \delta I/I \exp(-2\pi\Delta/\lambda_\perp)$ , где  $p$ ,  $\delta p$  – давление и его вариация, обусловленная вариацией интенсивности  $\delta I$ .

В [4] экспериментально продемонстрировано тепловое сглаживание с помощью предимпульса. Недостатком этого способа является то, что при воздействии предимпульса ЛИ на мишень необходимо обеспечить очень высокую степень однородности облучения. В противном случае неоднородности облучения будут «впечатываться» в мишень и создавать условия для эффективного развития газодинамических неустойчивостей.

Более перспективным с этой точки зрения является использование для сглаживания неоднородностей дополнительной толстослойной внешней оболочки из вещества с плотностью порядка критической. Расчеты [6] показывают, что при определенном выборе параметров такого слоя (начальной плотности  $\rho_f$  и толщины слоя  $\Delta_f$ ), с одной стороны, не должно происходить снижения гидродинамического КПД, а с другой стороны, наличие с начала действия лазерного импульса расстояния между зоной энерговыделения и зоной абляции  $\Delta \sim \Delta_f$  способствует более эффективному тепловому сглаживанию неоднородностей облучения. Этим и обусловлен большой интерес исследователей к использованию такого рода материалов (см., напр., [7–9]).

Материалы с весьма малой плотностью, о которых упоминалось выше, представляют собой микроструктурированные среды, состоящие из случайно ориентированных полимерных нитей или тонких пленок твердотельной плотности, разделенных вакуумными зазорами. В общем случае такая «пена» может состоять как из нитяных, так и из пленочных фрагментов. В зависимости от характерных размера зазора  $d$  и толщины нитей (пленок) средняя плотность пористой среды (пены)  $\rho_f$  может изменяться в широких пределах. Для пены, в которой преобладают нитяные структуры, средняя плотность

$$\rho_f = \rho_0 \pi \left( \frac{d_0}{d} \right)^2, \quad (1)$$

где  $d$  – среднее расстояние между нитями;  $d_0$  – средняя толщина нити;  $\rho_0$  – плотность нити.

В пене, образованной главным образом пленочными фрагментами, последние, очевидно, будут образовывать пространственные многогранники произвольной конфигурации. Полости, ограничиваемые такими многогранниками, могут быть либо замкнутыми либо сообщающимися друг с другом. Вообще говоря, в пене могут присутствовать полости различной конфигурации и различных размеров. Однако при рассмотрении пены пленочной структуры мы будем исходить из средних характеристик пористой среды, а именно: будем считать, что пена содержит поры с некоторым характерным радиусом  $R_0$ , отверстия в которых занимают относительную площадь  $p$  (случай  $p \rightarrow 0$  отвечает ситуации замкнутых пор). Средняя плотность пористой структуры

$$\rho_f = 3\rho_0 \frac{w(1-p)}{R_0}, \quad (2)$$

где  $w$  – толщина стенки поры.

Перенос ЛИ в пористой среде исследовался в ряде экспериментальных и теоретических работ (см., напр., [10, 11]). Распространение ЛИ в пене существенным образом зависит от ее внутренней структуры, поэтому рассмотрим его, исходя из предложенной классификации пористых сред. Как мы увидим ниже, знание только средней плотности пены оказывается недостаточным, необходимо учитывать также особенности ее структуры. Для пены чисто нитяной структуры длина распространения ЛИ определяется геометрической тенью, создаваемой нитями в объеме вещества:

$$l = \frac{d^2}{d_0 k}, \quad (3)$$

где  $k$  – средний коэффициент поглощения ЛИ при попадании на нить.

В пористой среде с закрытыми порами проникновение ЛИ ограничивается неиспаренными поверхностями стенок пор. В пене с открытыми порами ситуация иная: за счет многократного внутреннего переотражения (что является характерным для поглощения мощного излучения с длиной волны порядка 1 мкм) ЛИ может распространяться через отверстия в стенках пор на довольно большую глубину. Для оценки глубины его проникновения в пену в этом случае рассмотрим одну отдельно взятую пору. Если через отверстия в пору поступает ЛИ с энергией  $E_L$ , то, считая, что  $E_L$  достаточно равномерно распределяется по внутренней поверхности поры, получим, что доля  $pE_L$  этой энергии выйдет через отверстие сразу, а доля  $(1-p)kE_L$  поглотится. После первого отражения через отверстия выйдет соответственно энергия  $(1-p) \times (1-k)pE_L$  и т. д. Суммирование этого ряда дает оценку вышедшей из поры энергии ЛИ:

$$E = E_L p \sum_{n=0}^{\infty} (1-p)^n (1-k)^n = \frac{pE_L}{1 - (1-p)(1-k)}. \quad (4)$$

Как видно из (4), при многократном внутреннем переотражении ЛИ от внутренней поверхности стенок поры доля  $E_L$ , не поглощенная стенками, может быть весьма значительной (она оказывается уже непропорциональной площади отверстий в усредненной элементарной ячейке). Считая, что поглощение происходит на расстоя-

нии  $2R_0$  и что после многократного внутреннего переотражения половина непоглощенного  $E_L$  отражается назад, получаем для глубины проникновения ЛИ

$$l = R_0 \frac{1 - (1-p)(1-k)}{k(1-p)}. \quad (5)$$

Отметим, что при малых коэффициентах поглощения  $k$  глубина  $l$  может существенно превышать диаметр поры, в то время как в случае замкнутых пор очевидно, что  $l \approx 2R_0$ .

Оценим глубину проникновения ЛИ в пену с различной внутренней структурой и со средней плотностью  $\rho_f \approx 5$  мкг/см<sup>3</sup>. В пене, состоящей из нитей толщиной  $d_0 = 1.2$  мкм, которые расположены на расстоянии  $d = 30$  мкм друг от друга, согласно (3)  $l = 1.5 \cdot 10^3$  мкм при  $k \leq 1$ . Для достаточно «рыхлой» пористой пены с относительной площадью отверстий  $p = 0.5$  глубина  $l \approx 45$  мкм при диаметре пор  $d = 2R_0 = 30$  мкм и толщине стенки  $w = 0.05$  мкм. Соответственно для пены, состоящей из закрытых пор,  $l$  еще меньше и равна, очевидно, диаметру поры:  $l \approx d \approx 30$  мкм. Таким образом, внутренняя структура пены существенно влияет на глубину проникновения ЛИ.

Из области интенсивного поглощения мощного ЛИ тепло переносится в объем более холодного вещества. Теплоперенос энергии в однородном веществе к настоящему времени хорошо изучен (см., напр., [12]). На начальной стадии воздействия ЛИ скорость распространения тепловой волны (ТВ) выше скорости звука, и на этой стадии движением вещества можно пренебречь. По мере распространения тепловой волны ее скорость падает, и в некоторый момент  $t_0$  тепловую волну догоняет ударная волна. После этого для описания теплопередачи необходимо учитывать газодинамическое движение.

Оценим характерное время  $t_0$ . Согласно [10], скорость движения фронта ТВ по покоящемуся веществу при фиксированной интенсивности ЛИ  $Q_0$  составляет

$$v_{hw} \approx \frac{7}{9} \kappa_0^{2/9} \frac{Q_L^{5/9}}{(c_V \rho)^{7/9}} \frac{1}{t^{2/9}}, \quad (6)$$

где  $\kappa_0$  – коэффициент теплопроводности;  $c_V$  – теплоемкость вещества;  $Q_L$  – интенсивность ЛИ. Приравняв  $v_{hw}$  к скорости звука, получаем

$$t_0 \approx \left(\frac{7}{9}\right)^3 \frac{Q_L \kappa_0}{[c_V(\gamma - 1)]^{1/2} (c_V \rho)^2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что время  $t_0$  достаточно сильно зависит от плотности вещества. Так, при  $Q_L \approx 10^{14} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> для плотности вещества  $\rho_f \sim 1$  мкг/см<sup>3</sup>, соответствующей характерной плотности пены,  $t_0 = 20 - 200$  нс, что существенно превышает характерную длительность импульса ЛИ в экспериментах по ЛТС. Для оценки  $t_0$  выбрано вещество типа пластика с параметрами  $\gamma = c_p/c_V = 5/3$ ,  $c_V = 7.8 \cdot 10^7$  Дж/(г·К),  $\kappa_0 = 7.9 \cdot 10^{-11}$  Вт/(см·К<sup>7/2</sup>). Таким образом, в интересующем нас диапазоне длительностей импульса ЛИ  $\tau_L \sim 1$  нс для однородных сред с плотностью, соответствующей средней плотности пены, перенос энергии является сверхзвуковым.

Однако в пористых материалах теплоперенос отличается от теплопереноса в гомогенной среде. Первоначально происходит нагрев пенистых сред ЛИ (на глубине его проникновения), а затем разлетающейся плазмой уже

нагретого объема вещества осуществляется теплоперенос. В этом случае прогрев происходит в так называемом режиме гидротепловой волны, когда холодное вещество нагревается при контакте с горячей малоплотной плазмой. В [13] распространение гидротепловой волны по пористой среде исследовалось в предположении, что ее скорость постоянна и равна локальной скорости звука в среде. По нашему убеждению, скорость гидротепловой волны существенным образом должна определяться процессами, происходящими на масштабах микроструктуры пены. В связи с этим целью нашего рассмотрения и является установление зависимости скорости распространения волны от параметров, описывающих микродинамике вещества.

Пленки (или нити) холодного вещества в процессе прогрева пены нагреваются и разлетаются при соприкосновении с горячей малоплотной плазмой, играющей роль теплового резервуара и не оказывающей вследствие своей чрезвычайно малой плотности сколько-нибудь заметного динамического влияния на разлет пленок (нитей). На этом основании будем считать, что газодинамический разлет пленки (нити) происходит автономно и при этом разлетающееся вещество нагревается. Ввиду последнего обстоятельства микродинамике прогрева пены нельзя описать в рамках модели адиабатического или изотермического разлета компонентов ее микроструктуры. Тем не менее для описания микродинамики разлета стенки (нити) оказывается возможным воспользоваться автомодельным решением, описывающим газодинамический разлет пленки (нити) при одновременном нагреве ее по закону  $T(t) = At^\alpha$ . В случае плоской, цилиндрической или сферической геометрии задачи (т. е. при разлете плоской стенки, нити или шара) разлет вещества происходит с линейным профилем массовой скорости вещества и характерным гауссовым профилем плотности [14]:

$$\rho(x, t) = \left[ \frac{\alpha(\alpha + 2)}{4\pi} \right]^{n/2} \frac{M}{R^n(t)} \exp \left[ -\frac{\alpha(\alpha + 2)}{4} \xi^2 \right], \quad (8)$$

где  $\xi = x/R(t)$  – автомодельная переменная;  $R(t) = [(\gamma - 1)c_V T(t)]^{1/2} t$  – характерный пространственный масштаб;  $n = 1, 2, 3$  для плоской, цилиндрической или сферической геометрии задачи соответственно. Энергия разлетающегося вещества

$$E(t) = M c_V T(t) \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\alpha + 2n}{\alpha} \right). \quad (9)$$

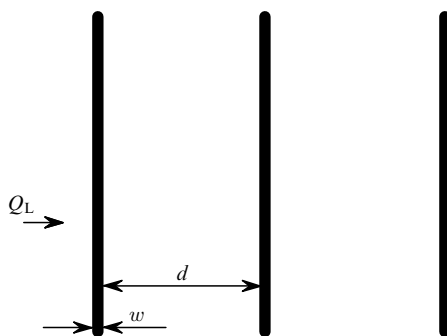


Рис.1. Используемая в газодинамических расчетах одномерная модель, представляющая пену в виде набора плоскопараллельных пленок.

Для анализа теплопереноса воспользуемся следующей моделью: представим пористую среду в виде множества тонких плоских параллельных стенок из вещества с твердотельной плотностью и толщиной  $w$ , расположенных на расстоянии  $d$  одна от другой (рис.1). Такая пористая среда нагревается мощным ЛИ. Когда горячая и разреженная плазма достигает холодной стенки, последняя нагревается (теплом, накопленным в объеме прогретого вещества) и вследствие такого разогрева начинает разгружаться. Пренебрегая инерционным воздействием налетающей плазмы (из-за ее малой плотности), будем считать, что разлет стенки вещества происходит по закону (8).

Соотношение (8) определяет весьма резкий профиль плотности, следовательно, будет существовать достаточно выраженный момент «включения» теплопроводности. Таким образом, время  $t_*$  распространения гидротепловой волны на расстояние  $d$  можно определить из соотношения

$$\frac{\alpha(\alpha + 2)}{4} \frac{d^2}{R^2(t_*)} = K, \quad (10)$$

где  $K$  – некоторая константа. Тогда скорость распространения гидротепловой волны

$$v_{ht} = \frac{d}{t_*} = \left[ \frac{4K(\gamma - 1)}{\alpha(\alpha + 2)} c_V \bar{A} \right]^{\frac{1}{\alpha+2}} d^{\frac{\alpha}{\alpha+2}}, \quad (11)$$

где  $\bar{A}$  – средний атомный вес (атомный номер) частиц в пене.

Была выполнена серия расчетов динамики прогрева пористой среды в рамках предложенной выше модели. Толщина плоских пленок  $w$  была взята равной 0.05 мкм, зазор между ними  $d = 30$  мкм. В качестве материала пленок был выбран углеводород с твердотельной плотностью  $\rho = 1$  г/см<sup>3</sup> (средняя плотность  $\rho_f \approx 1.7$  мг/см<sup>3</sup>), атомным номером  $\bar{A} = 6.5$ , средним зарядом  $Z = 3.5$  и  $\gamma = 5/3$ . Электронная и ионная теплоемкости в этой плазме таковы:  $c_{Ve} = 7.8 \cdot 10^7$  Дж/(К·г),  $c_{Vi} = 2.2 \cdot 10^7$  Дж/(К·г).

Система подвергалась воздействию мощного ЛИ с интенсивностью  $Q_L = 1.45 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> и длиной волны  $\lambda = 1.315$  мкм (для этой длины волны критическая плотность  $\rho_{cr} \approx 2$  мг/см<sup>3</sup>). Расчеты проводились в рамках одномерной двухтемпературной газодинамической модели с учетом теплопроводности и поглощения ЛИ. В момент, когда плазма нагретых слоев вещества заполняла свободное пространство до очередного слоя, пристыковывался новый слой вещества. Каждый слой вещества содержал 150 лагранжевых точек.

Результаты газодинамических расчетов в рамках такой простой модели позволяют понять основные процессы, происходящие при нагреве пены ЛИ большой мощности. На рис.2, 3 показаны профили плотности, скорости, электронной и ионной температур после удара первого слоя вещества о второй. Времена распространения гидротепловой волны между 2-м и 3-м слоями и между 3-м и 4-м слоями практически совпадают и составляют 40 пс. Видны области автомодельного движения (плотность описывается выражением (8)), формирующиеся уже в ранние времена после начала прогрева каждого очередного слоя вещества. Области автомодельного течения разделены ударными волнами, возникающими после распада разрыва в момент удара потока плазмы о хо-

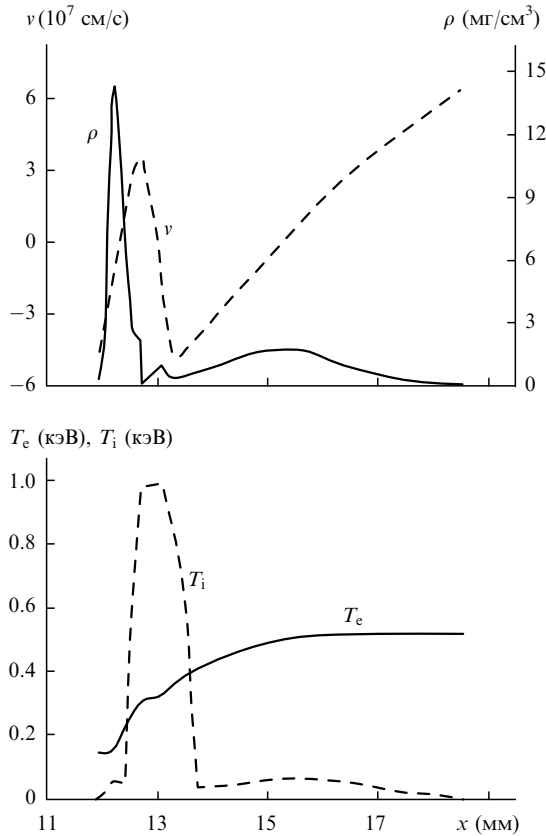


Рис.2. Профили плотности  $\rho$ , скорости  $v$ , ионной ( $T_i$ ) и электронной ( $T_e$ ) температур через  $\Delta t = 11$  пс после удара первого слоя о второй.

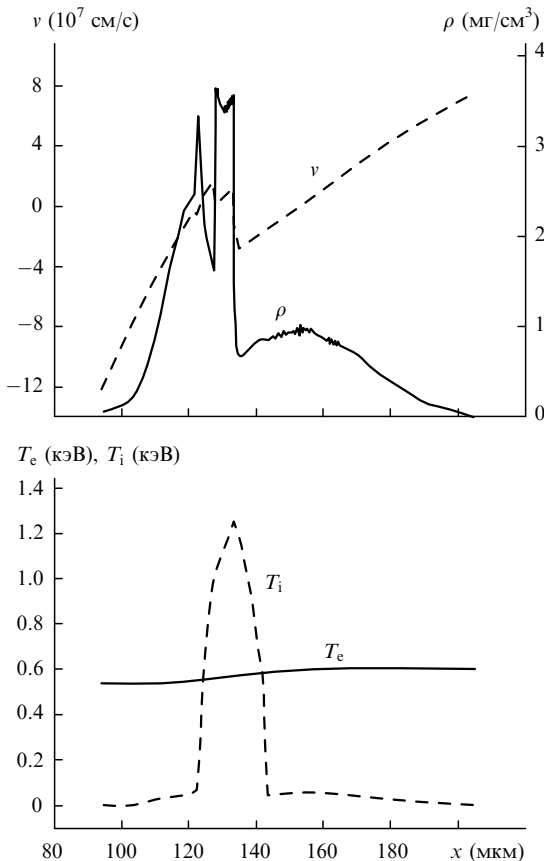


Рис.3. Профили плотности  $\rho$ , скорости  $v$ , ионной ( $T_i$ ) и электронной ( $T_e$ ) температур через  $\Delta t = 39$  пс после удара первого слоя о второй.

лодную плотную стенку: в холодном и плотном веществе стенки поры появляется слабая ударная волна, не приводящая к заметному сжатию или нагреву, в то время как в налетающей разреженной плазме возникает сильная ударная волна, приводящая к нагреву ионов до температуры  $\sim 10$  кэВ.

Как это можно видеть на рис.2, 3, при таких температурах ионов за счет ионной теплопроводности происходит распространение зоны разогрева ионов за пределы области, заключенной между ударными волнами. При плотностях вещества порядка средней плотности плазмы времена электрон-ионной релаксации существенно превышают времена распространения гидротепловой волны между слоями вещества:

$$\tau_{ei} = 45 \frac{\bar{A} T_e^{3/2}}{Z^3 \rho A_{ei}} \approx 500 \text{ пс},$$

где  $T_e$  берется в килоэлектронвольтах,  $\rho$  – в г/см<sup>3</sup>,  $\tau_{ei}$  – в пикосекундах;  $A_{ei}$  – кулоновский логарифм.

Следовательно, области более высокой ионной температуры будут присутствовать в плазме в течение некоторого времени после прохождения гидротепловой волны. Отметим, что появление ударных волн и, как следствие этого, зон разогрева ионов при нагреве пены мощным ЛИ обусловлено ее структурой. Так, в расчетах с заполнением пор веществом, плотность которого сравнима со средней плотностью пены, заметный ионный разогрев не наблюдается.

Итак, как видно из рис.2, 3, микродинамика распространения гидротепловой волны в пористой среде может быть описана с помощью автомодельного решения (8). При этом, однако, остаются не определенными параметры  $A$  и  $\alpha$ . Найдем их, основываясь на данных численных расчетов. Для этого помимо соотношения (10) мы запишем условие энергетического баланса (9) за время нагрева очередного слоя:

$$Q_L t_* = M c_V A t_* \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\alpha + 2}{2\alpha} \right). \quad (12)$$

Поскольку интенсивность электрон-ионного теплообмена мала (велики характерные времена релаксации  $\tau_{ei}$ ), то в качестве теплоемкости вещества следует использовать теплоемкость его электронного компонента. Вещество слоя нагревается до температуры  $T_0$  потоком налетающей плазмы, т.е.  $T(t_*) = T_0 = A t_*^\alpha$ . Отметим, что мы считаем весь тонкий слой вещества с самого начала нагревающимся во всем своем объеме по степенному закону. В этом предположении по существу содержатся два предположения: 1) первоначальный прогрев всего слоя до некоторой начальной температуры (много меньшей  $T_0$ ) происходит за времена, много меньшие  $t_*$ ; 2) в последующие моменты времени происходит достаточно равномерный разогрев всего объема вещества слоя.

Первое предположение оказывается справедливым для масштабов длин порядка толщины слоя, в чем легко убедиться (см. оценки, приведенные ранее в тексте). Второе предположение выполняется в течение времени, сравнимого с  $t_*$  (когда температура слоя сравнима с  $T_0$ ). Мы распространяем его на все моменты времени от начала нагрева слоя. На возможность такого допущения указывают характерные автомодельные профили течения (8), формирующиеся в расчетах сразу же после начала

нагрева слоя. Разрешая (9), (11) и  $T(t_*) = T_0$  относительно  $A$ ,  $\alpha$  и  $t_*$ , получаем

$$t_* = \frac{Mc_V T_0}{Q_L} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\alpha + 2}{2\alpha} \right), \quad (13)$$

$$A = T_0 / \left[ \frac{Mc_V T_0}{Q_L} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\alpha + 2}{2\alpha} \right) \right]^\alpha \quad (14)$$

и уравнение для определения параметра  $\alpha$

$$\left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \frac{\alpha + 2}{2\alpha} \right)^2 = \frac{\alpha(\alpha + 2)}{4K(\gamma - 1)} b, \quad (15)$$

где безразмерный параметр  $b = (Q_L d / M)^2 / (c_V T_0)^3$ . В расчетах момент удара потока налетающей плазмы о стенку поры определяется константой  $K \approx 4.1$ . Уравнение (15) при положительных  $\alpha$  имеет только один корень. Подставляя в (13)–(15) рассчитанные  $K$ ,  $Q_L$ ,  $d$ ,  $M = 5$  мкг/см<sup>2</sup> и  $T_0 \approx 0.5$  кэВ, получаем  $b = 127$ . При указанных значениях величин корнем уравнения (15) является  $\alpha = 0.25$ . В результате получаем скорость гидротепловой волны  $v_{ht} = 8.7 \cdot 10^7$  см/с, тогда как в газодинамических расчетах она составляет  $7.5 \cdot 10^7$  см/с.

В настоящей работе мы не анализируем механизмы теплообмена между налетающим потоком плазмы и стенкой поры. Из рис.2 видно, что непосредственно после контакта плазмы со стенкой поры охлаждению подвергается значительный объем пристеночной плазмы. Это указывает на бóльшую интенсивность теплообмена между плазмой и веществом стенки, превышающую в начальные моменты времени интенсивность поглощаемого ЛИ. В более поздние моменты времени, когда температура вещества стенки поры становится сравнимой с температурой плазмы нагретого объема вещества, интенсивность теплообмена падает.

Этими двумя обстоятельствами и обуславливается полученный в наших оценках параметр  $\alpha = 0.25$  (являющийся по сути некоторым средним за все время нагрева и разлета стенки). Отметим, что при таком значении параметра  $\alpha$  потенциальная и кинетическая энергии разлетающегося слоя оказываются сопоставимыми (согласно (9) кинетическая энергия плоского слоя превышает его внутреннюю энергию в 1.5 раза).

Соотношение (11) можно переписать в более компактной и наглядной форме, если ввести  $c_T = [(\gamma - 1)c_V T_0]^{1/2} = [(\gamma - 1)c_V A t_*^2]^{1/2}$  – изотермическую скорость звука в нагретом веществе. Тогда для скорости гидротепловой волны получаем

$$v_{ht} = [4K/\alpha(\alpha + 2)]^{1/2} c_T.$$

Таким образом, в нашей модели скорость распространения гидротепловой волны от источника мощного энерговыделения в пористой среде пропорциональна изотермической скорости звука с коэффициентом пропорциональности, заметно превышающим единицу, т. е. распространение тепла в пене происходит в существенно сверхзвуковом режиме.

Константа  $K$  находилась нами исходя из согласования с данными расчетов. В действительности же ввиду резкого профиля плотности необходимо учитывать ограничение теплопроводности в разреженном потоке налетающей плазмы. В связи с этим «включение» теплообмена со стенкой поры, контролируемое параметром  $K$ , бу-

дет происходить во вполне определенный момент времени, когда поток тепла достигнет некоторого порогового значения.

Поскольку профиль плотности в налетающей плазме является гауссовым, то зависимости параметра  $K$  от температуры разлетающегося слоя, потока тепла, обусловленного поглощением ЛИ, и характерного размера слоя плазмы в момент «включения» теплопроводности будут логарифмическими (т. е. весьма слабыми), и в нашем модельном рассмотрении параметр  $K$  может считаться константой. Для рассмотренной выше модели нами были выполнены также газодинамические расчеты прогрева пены с учетом ограничения теплопроводности: предполагалось, что поток электронной теплопроводности  $S$  не может превышать

$$S_{lim} = f n_e (T_e / m_e)^{1/2} T, \quad (16)$$

где  $f = 0.1$ ;  $n_e$  – концентрация электронов;  $m_e$  – масса электрона.

Ограничение теплопроводности позволяет выполнять расчеты распространения гидротепловой волны в пенной среде с низкоплотным заполнением внутреннего объема пор (с плотностью вещества в зазоре, много меньше средней плотности  $\rho_f$  пены). При этом сколь угодно существенный теплообмен между стенками поры отсутствует вплоть до заполнения плазмой внутреннего пространства поры.

Отметим, что при расчете прогрева вещества мощным ЛИ с ограничением теплопроводности область поглощения ЛИ (в докритической плазме) имеет более высокую температуру, чем прилегающие слои более плотной плазмы. Как легко видеть, подобное «запирание тепла» в нагретой ЛИ малоплотной плазме лазерной короны для условий нашего расчета будет происходить вплоть до температур корональной плазмы  $T_c \approx 1$  кэВ. В наших расчетах температура электронов оказывается ниже  $T_c$  на протяжении всего рассматриваемого промежутка времени. Следствием данного обстоятельства будет превышение  $Q_L$  над потоком тепла, передаваемым очередному слою вещества. Так, для температуры пристеночной плазмы  $T_0 \approx 0.5$  кэВ предельный передаваемый стенке поры поток тепла  $S_{max} \approx 0.28 Q_L$ .

Как следует из данных расчета, режим ограничения теплопроводности в пространстве между стенками поры действует в течение всего времени прогрева очередного слоя плазмы. В связи с этим для нахождения константы  $K$  мы будем считать, что теплопередача в стенку поры происходит по закону (16) и падающий поток тепла равен  $S_{max}$ . Воспользовавшись для плотности  $\rho$  автомодельным законом (8), получим

$$K = \ln \left\{ 68 \frac{T^{3/2}}{S_{max}} \left[ \frac{\alpha(\alpha + 2)}{4\pi} \right]^{1/2} \frac{d}{R(t_*)} \right\}. \quad (17)$$

Первый множитель в выражении под знаком логарифма – большое число, и именно оно определяет константу  $K$ . Оставшиеся два множителя на два порядка меньше и поэтому как малые поправки могут быть опущены. Следовательно, с логарифмической точностью константа  $K$  будет определяться выражением

$$K \approx 4.2 + \ln (T^{3/2} / S_{max})$$

(здесь и в формуле (17)  $T$  берется в килоэлектронвольтах,  $S_{max}$  – в Вт/см<sup>2</sup>). Так, для рассматриваемого нами случая

имеем  $K \approx 8.6$ . Для нахождения параметра  $\alpha$  и скорости гидротепловой волны вновь воспользуемся формулой (13). В нашем случае  $b = (S_{\max}d/M)^2/(c_V T_0)^3 \approx 10$  и  $\alpha \approx 1.36$ . В гидродинамическом расчете определяемая данными значениями  $K$  и  $\alpha$  скорость гидротепловой волны  $v_{\text{ht}} = 2.74c_T \approx 4.5 \cdot 10^7$  см/с, в нашем расчете  $v_{\text{ht}} = (4.3 - 5.5) \cdot 10^7$  см. Отметим, что скорость распространения ТВ по гомогенному веществу со средней плотностью  $\rho_f$  после прохождения дистанции 120 мкм (что соответствует в нашей модели 4 слоям) составит  $8.2 \cdot 10^7$  см/с.

Таким образом, проведенные в настоящей работе исследования позволяют сделать вывод о том, что, во-первых, распространение тепла по пористой среде (пене) происходит существенно иным образом, чем по гомогенной среде с плотностью, равной средней плотности пены. Во-вторых, скорость гидротепловой волны существенным образом определяется процессами, происходящими на масштабах микроструктуры пористой среды (так, в рассмотренных выше расчетах с ограничением и без ограничения теплопроводности скорости гидротепловой волны заметно различаются).

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 96-15-96508).

1. Lehmberg R.H., Obenshain S.P. *Optics Comms*, **46**, 27 (1983).
2. Lehmberg R.H., Schmitt A.J., Vodner S.E. *J.Appl.Phys.*, **62**, 2680 (1987).
3. Боков Н.Н., Бунатян А.А., Неуважаев В.Е. и др. *ПМТФ*, № 1, 20 (1983).
4. Bessarab A.V., Garanin S.G., Kiryanov Yu.F., Kochemasov G.G., Kralikova B. et al. *Proc.SPIE*, **2767**, 91 (1995).
5. Neuvazhaev V.E., Lykov V.A., Ljagina E.L. et al. *Proc.XXIV ECLIM* (Madrid, Spain, 1996).
6. Desselberger M., Jones M.W., Edwards J. et al. *Phys.Rev.Letts*, **74**, 2961 (1995).
7. Young P.E., Baldis H.A., Estabrook K.G. *Phys.Fluids B*, **3**, 1245 (1991).
8. Afsharrad T., Desselberger M., Dunne M. et al. *Phys.Rev.Letts*, **73**, 74 (1994).
9. Figueroa H., Joshi C., Azechi H., Ebrahim N.A., Estabrook K. *Phys. Fluids*, **27**, 1887 (1984).
10. Гуськов С.Ю., Касьянов Ю.С., Кошевой М.О. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **64**, 462 (1996).
11. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24**, 715 (1997).
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений* (М., изд.-во АН СССР, 1963).
13. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 903 (1997).