РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК



# ПРЕПРИНТ



А.А. АКУНЕЦ, Н.Г. БОРИСЕНКО, Д. КЛИР, В. КМЕТИК, Е. КРОУСКИ, И. ЛИМПОУХ, К. МАСЕК, Ю.А. МЕРКУЛЬЕВ, В.Г. ПИМЕНОВ, М. ПФЕЙФЕР, И. УЛЛШМИД, А.М. ХАЛЕНКОВ

ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 0.438 МКМ И С ИНТЕНСИВНОСТЬЮ (3÷7)·10<sup>14</sup> ВТ/СМ<sup>2</sup> ЧЕРЕЗ ПОДКРИТИЧЕСКУЮ ПЛАЗМУ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ АЭРОГЕЛЕЙ

**MOCKBA 2007** 

# ОСОБЕННОСТИ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 0.438 МКМ И С ИНТЕНСИВНОСТЬЮ (3÷7)·10<sup>14</sup> ВТ/СМ<sup>2</sup> ЧЕРЕЗ ПОДКРИТИЧЕСКУЮ ПЛАЗМУ ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ АЭРОГЕЛЕЙ

А.А. Акунец<sup>1</sup>, Н.Г. Борисенко<sup>1</sup>, Д. Клир<sup>2</sup>, В. Кметик<sup>3</sup>, Е. Кроуски<sup>4</sup>, И. Лимпоух<sup>2</sup>, К. Масек<sup>4</sup>, Ю.А. Меркульев<sup>1</sup>, В.Г. Пименов<sup>5</sup>, М. Пфейфер<sup>4</sup>, И. Уллшмид<sup>3</sup>, А.М. Халенков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева, Россия <sup>2</sup>Чешский технический университет в Праге, Чешская республика <sup>3</sup>Институт физики плазмы, Чешская республика <sup>4</sup>Институт физики, Чешская республика <sup>5</sup>Институт органической физики им. В.Д. Зелинского, Россия

#### Аннотация

Измерены скорости переноса энергии в подкритической плазме из полимерного аэрогеля с наночастицами меди и без них. На мишенях разной толщины в виде микронных трехмерных полимерных сеток с плотностью ниже критической  $(0.13\div0.52N_{cr})$  для длины волны лазерного излучения 0.438 мкм и интенсивности  $(3\div7)\cdot10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса 0.32 нс на полувысоте измерено пропускание греющего излучения от уровня 0.5% для толщины малоплотного вещества 400 мкм и плотности 9 мг/см<sup>3</sup> (погонной массы 0.32 мг/см<sup>2</sup>) до 50%-60% при толщине 100 мкм и плотности 2.25 мг/см<sup>3</sup> (погонной массы 0.02 мг/см<sup>2</sup>). Измерены временные зависимости интенсивности свечения тыльной стороны мишеней, свидетельствующие о динамике плазмы в двухслойных мишенях (полимерная «пена» — А1 фольга) и позволяющие оценить глубину ослабления лазерного излучения в подкритической плазме.

#### Abstract

Energy transport velocities in undercritical plasmas from polymer aerogel with and without Cu nanoparticles were measured. Laser light of wavelength 0.438 µm, intensity  $(3\div7)\cdot10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> and 0.32-ns pulse duration was used to measure transparencies of plasmas from target of 3D submicron polymer networks. Laser light transmission was measured ranging from 0.5% for aerogel density 9 mg/cm<sup>3</sup> and thickness 400 µm (surface mass 0.32 mg/cm<sup>2</sup>) up to 50-60% for aerogel density 2.25 mg/cm3 and thickness 100 µm (surface mass 0.02 mg/cm<sup>2</sup>). The time dependences of optical emission from the rear side of aerogel layer give dynamic data for plasma model in two-layer targets (aerogel – Al-foil). The characteristic lengths of laser light intensity weakening in undercritical plasma are calculated basing on the measured curves of optical signal via time.

## 1. Введение.

Для достижения сверхсжатия DT-смеси (до плотности 700-1000 г/см<sup>3</sup>) в сферических мишенях необходимо к поверхности мишеней, изготовленных с высокой точностью (0,1%) и низкой шероховатостью внешней поверхности оболочки и внутренней поверхности криогенного слоя, подвести равномерно энергию с высокой интенсивностью (10<sup>15</sup> Вт/см<sup>2</sup>) с отклонениями не более 0.5-1% [1]. Для мощных много-пучковых лазерных установок такие требования трудно выполнимы. Разрушает сходящуюся сферичную волну «лазерный импринт». Около 30 лет тому назад возникла идея формировать гладкую «корону» мишени действием хорошего, но слабого лазера, которая будет затем сглаживать облучения много-пучкового неоднородности мощного лазера [2]. Альтернативой этому подходу было создание внешнего малоплотного слоя на поверхности мишени [3].

В настоящее время во многих конструкциях термоядерных мишеней применяются малоплотные ДЛЯ мощных лазеров вещества [4]. предназначенные для повышения эффективности мишеней за счет создания условий высокой симметрии сжатия [5-7]. Однако применение гетерогенной структуры обнаружило малоплотных слоев три существенные особенности. Во-первых, по сравнению со сплошной гомогенной мишенью произошло увеличение в 3-4 раза количества которые параметров мишени [8]. могли повлиять процессы на формирования лазерной плазмы и потребовали корректной аттестации (характеризации) структуры полимерной «пены». Во-вторых, появилась несомненная трехмерность локальных (масштаба 5-30 мкм) явлений, имели адекватного теоретического и математического которые не описания. Не существовало теории начальной стадии формирования плазмы при различных режимах лазерного облучения структурированных веществ. До завершения локальной гомогенизации — выравнивания плотности и температуры — исходно гетерогенной плазмы необходим учет гораздо большего числа характеристик плазмы и использование для ее описания трехмерной математической модели. Это создало ситуацию, когда без учета процесса гомогенизации расчеты переноса энергии в плазме существенно завышают скорости по сравнению с измеренными в эксперименте [9] и существуют лишь упрощенные модели [10-11] или частичные теоретические описания отдельных процессов гомогенизации [12]. В-третьих, применение в конструкциях мишеней структурированных выравнивания по поверхности оболочки-мишени слоев для неравномерного потока энергии [5-9] или для умножения давления в экспериментах по изучению уравнения состояния (УРС) [13,14] привело к появлению начальных возмущений, ответственных за развитие гидродинамических неустойчивостей (структурному «импринту»). А это в свою очередь потребовало модификации требований к материалу: введения в малоплотный слой тяжелых элементов (W или Au) для разрушения структуры полимерной пены до прихода гидродинамической волны сжатия за счет нагрева жестким ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением [15,16], и разработки технологии изготовления и аттестации полимерных малоплотных структур с микронными или субмикронными ячейками и с минимальными флуктуациями плотности материала мишени в объемах с линейными размерами порядка 100 микрон [17-20].

Характеристики пропускания полимерных сеток исследуются также для сглаживания неоднородности освещения мишеней методом динамической плазменной фазовой пластины (RPPP) [21,22], когда особенно важна оптическая прозрачность слоя (>80%) для лазерного света и, следовательно, малая погонная масса открыто-пористой среды (<0.05 мг/см<sup>2</sup>).

Несколько лет тому назад мы перешли на эксперименты с малоплотными мишенями, имеющими микрогетерогенную структуру в виде микронных трехмерных сеток [17,20,23] с малыми флуктуациями плотности, что уменьшило разброс в измеряемых величинах.

Целью данной работы было, во-первых, определить эффективную глубину ослабления лазерного излучения в существенно подкритической плазме и, во-вторых, оценить влияние прошедшего излучения на перенос энергии в двухслойных мишенях, а именно: слой полимерной «пены» и тонкий (5 мкм) слой алюминия. К тому же, в опытах использовались мишени с низкой плотностью 9 мг/см<sup>3</sup>, 4.5 мг/см<sup>3</sup> и даже 2.25 мг/см<sup>3</sup>. В последнем случае это соответствует приблизительно одной восьмой критической плотности для лазерного излучения с длиной волны 0.438 нм.

#### 2. Описание эксперимента.

Экспериментальные исследования взаимодействия интенсивного лазерного излучения с малоплотными веществами выполнялись на лазерной установке PALS (Prague Asterix Laser System) – йодном однопучковом лазере, работающем на основной частоте (длина волны  $\lambda$ =1.315 мкм) или на третьей гармонике (длина волны  $\lambda$ =0.438 мкм) [17,20,24] при длительности импульса 0,34-0,38 нс на полувысоте.

Использованная аппаратура для диагностики плазмы представлена на рисунке 1 в соответствии с основными задачами эксперимента. Излучение на третьей гармонике падает по нормали к поверхности пены. Небольшая часть излучения при входе в камеру специальным прозрачным зеркалом подается на калориметр, измеряющий лазерную энергию в импульсе, а отраженное от плазмы излучение в апертуру лазерного луча измеряется (см. рис.1) дополнительным калориметром. Рентгеновское излучение плазмы в плоскости мишени через специальную прорезь в кольце-держателе мишени регистрируется электронно-оптической камерой (РЭОК). Рентгеновская камера КЕNTECH имеет кадр 1024х1024 пикселей, показанный на рис. 2. Пространственное и временное разрешение регистрирующей системы 50 мкм и 70 пс, соответственно.

Оптическое излучение с тыльной стороны мишени отражается на калориметр специальным зеркалом, пропускающим 94% в полосе излучения  $3^{eň}$  гармоники йодного лазера и 15% вне линии, а остальное излучение фокусируется на щель оптической электронно-оптической камеры (ЭОК) Нататаtsu С7700 с фотокатодом S-1. Камера имеет динамический диапазон  $10^4$  на кадре 512 х 512 пикселей с временной и пространственной разверткой на кадр 1.6 нс (или 5.2 нс) и 2 мм, соответственно (см. рис. 3). В опытах с двухслойными мишенями оптическое излучение с тыльной стороны Al фольги подавалось только на ЭОК.

Записываемый на том же кадре оптической стрик – камеры (см. рис. 3) лазерный импульс на первой гармонике (fiducial mark) позволяет иметь временную привязку и длительность импульса, хотя при переходе на третью гармонику форма и длительность импульса немного меняются. Длительность и форма импульса на частоте 3 $\omega$  измерялась также на ЭОК в опытах без мишени.

На рисунке 4 показана картинка с оптической стрик-камеры свечения тыльной стороны малоплотного полимерного слоя без алюминиевой фольги (длительность развертки 1.6 нс, лазерная метка – fiducial mark отстает от реального импульса на 0.3 нс). Сигнал от оптической стрик – камеры в области свечения мишени прописывался по времени с шириной полосы суммирования 50 пикселей (≈200 мкм).

Отличительной особенностью данных экспериментов является то, что плазма формировалась на мишенях с микронными ячейками, имевшими вид трехмерных сеток и плотность в диапазоне от 9 мг/см<sup>3</sup> до 2 мг/см<sup>3</sup> [17,20]. Структура малоплотного триацетата целлюлозы (ТАЦ) с плотностью 2,25 мг/см<sup>3</sup> и 1 мг/см<sup>3</sup> показана на рисунке 5.

Изучение структуры трехмерных сеток из ТАЦ с плотностями от 4.5 мг/см<sup>3</sup> до 1 мг/см<sup>3</sup> показало, что при понижении плотности структура сеток несколько меняется. Появляются надструктурные образования в виде сетки с более толстыми волокнами, находящимися на расстоянии 7-20 мкм. Внутри этой сетки, опираясь на нее как на каркас, находится мелкоячеистая обычная трехмерная сетка с расстоянием между волокнами 0,5-2 мкм. Надо учитывать также то, что для снятия заряда при изучении структуры на сканирующем электронном микроскопе трехмерная полимерная сетка покрывается тонким слоем золота. При напылении

золота (20-30 нм) происходит некоторое видимое огрубление структуры из-за теплового воздействия [25].

Измерения средней плотности по пропусканию мягкого рентгеновского излучения показали, что во всей мишени диаметром 2.5 мм в объемах лазерного воздействия (диаметр 300 мкм при толщине 100-400 мкм) флуктуации плотности ТАЦ с плотностью 9 мг/см<sup>3</sup> и 4.5 мг/см<sup>3</sup> не превышают 1% [26]. Флуктуации плотности трехмерных сеток с плотностью 2.25 мг/см<sup>3</sup> не превышают 3%.

Эксперименты проводились на мишенях со структурой в виде микрогетерогенных трехмерных полимерных сеток из триацетата целлюлозы с микронными расстояниями между волокнами. Причем структура этих веществ мало меняется при изменении плотности от 20 мг/см3 до 2 мг/см3, оставаясь полностью открыто-пористой трехмерной сеткой с увеличивающимся от 0.8 мкм до 1.7 мкм расстоянием между волокнами, а введение наночастиц меди лишь слегка огрубляло структуру.

Цель экспериментов заключалась в детальном изучении влияния плотности подкритической плазмы и добавок наночастиц с высоким Z на скорость переноса энергии и на глубину пропускания лазерного излучения. Эксперимент был направлен в основном на получение данных о распределении энергии между отраженным, поглощенным и прошедшим излучении, а также на измерение временной зависимости интенсивности оптического излучения тыльной стороны мишени.

В процессе измерений полной энергии в каждом лазерном импульсе, отраженной энергии от поверхности мишени в апертуру лазерного пучка и прошедшей энергии лазерного излучения с однослойными полимерными мишенями применялись плотности 9 мг/см<sup>3</sup>, 4,5 мг/см<sup>3</sup> и 2,25 мг/см<sup>3</sup> и толщины слоев 400 мкм, 200 мкм и 100 мкм, что позволило работать в широком диапазоне изменения погонной массы мишени от 0.32 мг/см<sup>2</sup> до 0.02 мг/см<sup>2</sup>.



Рисунок 1. Схема эксперимента по облучению мишеней из полимерного аэрогеля и измерения пропускания лазерного излучения микрогетерогенной подкритической плазмой.



Рисунок 2. Картина от РЭОП рентгеновского сечения от мишени из ТАЦ-аэрогеля с плотностью 4.5 мг/см3 при толщине 400 мкм, расположенной на Al фольге с толщиной 5 мкм. Лазерный выстрел №28236.



Рисунок 3. ЭОП картинка оптического излучения тыльной стороны Al-фольги из мишени из ТАЦ с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup> при толщине 400 мкм, (выстрел №30226). Длительность развертки кадра - 5.2 нс.



Рисунок 4. Картинка на ЭОП свечения тыльной стороны мишени из ТАЦ с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 200 мкм (выстрел №30238). Длительность развертки кадра - 1.6 нс. Суммирование сигнала выполнено в полосе, обозначенной пунктирными линиями. Лазерный импульс на основной частоте записан с запаздыванием на 0.25 нс.

### 3. Результаты экспериментов.

Полученные картинки от РЭОК и ЭОК, подобные тем, которые показаны на рис. 2-4, в экспериментах на третьей гармонике йодного лазера с двухслойными мишенями («пена» — Al фольга) подвергались обработке, поясняемой на рис. 6 и 7. Это результаты одного лазерного выстрела. По каждой картинке с РЭОП (см. рис. 6) определялись:  $V_x$  – скорость распространения фронта рентгеновского сечения, как касательная к кривой относительно слабого свечения во временном интервале действия лазерного импульса, и  $V_{ht}$  – скорость распространения максимума рентгеновского свечения по толщине мишени. Как хорошо видно на рисунках 2 и 6, из картинок можно извлечь еще информацию о слабом рентгеновском свечении поверхности алюминия до прихода основной тепловой и гидродинамической волны, которое ослабевает со временем. Затухание рентгеновского свечения после окончания лазерного импульса дает время охлаждения плазмы заданной плотности и объема.

Яркое рентгеновское свечение алюминия, возникающее при плотности ТАЦ 9.1 мг/см<sup>3</sup> уже после окончания действия лазерного импульса и радиационного остывания плазмы от полимерного аэрогеля. Эти результаты второго плана мы будем обсуждать в следующем разделе.

На рисунках 3, 4 и 7 представлены картинки с оптической стриккамеры. На рис. 7 показано время начала интенсивного оптического свечения тыльной поверхности алюминиевой фольги, которое отмечено в виде момента  $t_{opt}$  пунктирной линией. Как и на рис. 6, на рис.7 имеется слабое свечение, временной характер интенсивности которого мы будем обсуждать в следующем разделе. Кроме того, на рис. 7 отмечены моменты появления слабого  $t_{w_x-ray}$  и яркого  $t_{b_x-ray}$  рентгеновского свечения Alфольги с рис. 6. Сравнение  $t_{b_x-ray}$  и  $t_{opt}$  проводится в следующем разделе. Вводим скорость  $V_{opt}$ , определяемую как толщину аэрогеля, деленную на время  $t_{opt}$ . [27].

Измерения пропускания лазерного излучения подкритической плазмой в тонких слоях на однослойных мишенях проводились при параллельной записи прошедшего излучения на калориметре (смотри таблицу 1) и развертки с полосой суммирования 50 пикселей (около 200 мкм) во времени свечения тыльной стороны мишени на электроннооптической камере (ЭОК) с длительностью развертки 1.6 нс (см. рис. 4 и временную развертку записи на рис. 8).

Доля энергии собственного излучения плазмы, попадающая в калориметр, с учетом пропускания зеркала и телесного угла регистрации, по отношению к вошедшей в мишень не могла превышать 0.2%. Доля лазерного излучения, регистрируемого ЭОК, определялась пропусканием

зеркала и не превышала 4%, а эффективность сбора собственного излучения плазмы диагностической системой была того же порядка.

Таблица 1. Пропускание лазерного излучения (в % к падающему излучению) через подкритическую плазму в зависимости от плотности малоплотного вещества и толщины слоя для средней интенсивности лазерного излучения (6-8)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup> и (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>

↓ Плотность \ толщина →	400 мкм	200 мкм	100 мкм
*9 $M\Gamma/cM^3$	3,0%	6.2%	13%
*4.5 $M\Gamma/cM^{3}$	8.7%	21%	47%
*2.25 мг/см <sup>3</sup>	29%	42%	-
**4.5 мг/см <sup>3</sup>	8%	16%	37%
**2.25 мг/см <sup>3</sup>	13%	25%	53%

\*Для интенсивности (6-8)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup> \*\*Для интенсивности (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>

В таблице 1 даны полученные на калориметре результаты измерения пропускания подкритической плазмой лазерного излучения в процентах по отношению к падающему излучению в зависимости от плотности малоплотного вещества и толщины слоя для средней интенсивности лазерного излучения  $7 \cdot 10^{14}$  BT/cm<sup>2</sup> и  $3.4 \cdot 10^{14}$  BT/cm<sup>2</sup>. При подготовке таблицы 1 проводилось усреднение результатов измерений для двух групп опытов, объединенных по уровню падающей энергии 163-187 Дж (170 Дж) и 72-88 Дж (80 Дж). Относительные ошибки при измерении пропускания оценивается нами в 3-10%, в зависимости от статистики выстрелов и интенсивности сигнала (для толстых и плотных мишеней ошибки были больше).

Измеренные доли отраженной от поверхности мишени энергии в процентах по отношению к падающему излучению в большинстве экспериментов находились в диапазоне 12%-24%. Столь высокое отражение связано, по-видимому, с касанием фокусного пятна края латунной шайбы, удерживающей слой полимерного аэрогеля.

На рисунке 9 показан способ измерения времени сдвига t<sub>s</sub> яркого свечения тыльной стороны однослойной полимерной мишени относительно переднего фронта сигнала без мишени (на полувысоте). Рисунок 9 иллюстрирует возможность измерения времени образования плазмы в мишенях разной плотности и толщины, что позволило после усреднения по разным выстрелам собрать результаты в таблицу 2, используя которую можно оценить скорость формирования плазмы V<sub>p</sub>, разделив толщину полимерного слоя на характерное время t<sub>s</sub>.



Рисунок 5. Структура триацетата целлюлозы (ТАЦ) с плотностью вверху 2.25 мг/см<sup>3</sup> и внизу 1 мг/см<sup>3</sup>, сканирующий электронный микроскоп. Масштаб вверху – 20 мкм, внизу – 10 мкм.



Рисунок 6. Картина от РЭОП рентгеновского сечения от мишени из ТАЦ-аэрогеля с плотностью 9.1 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 400 мкм на Аlфольге толщиной – 5 мкм, выстрел №28205. Длительность развертки кадра – 2 нс.



Рисунок 7. ЭОП картинка оптического излучения тыльной стороны Alфольги из мишени из ТАЦ с плотностью 9 мг/см<sup>3</sup> при толщине 400 мкм, (выстрел №30205). Длительность развертки кадра – 5.2 нс.

Та	блица	2.	Время	сді	вига	ts	В	зависимости	OT	плотности	аэрогеля
И	толщи	ны	слоя	для	cpe	сдне	ей	интенсивност	М	лазерного	излучения
(6-	$-8) \cdot 10^{14}$	Вт/	см <sup>2</sup> и (3	3-4)-1	$0^{14}$ E	Вт/с	$M^2$				

↓ Плотность \ толщина →	400 мкм	200 мкм	100 мкм
*9 мг/см <sup>3</sup>		0.61 нс	0.3 нс
*4.5 мг/см <sup>3</sup>	0.54 нс	0.26 нс	0.14 нс
*2.25 мг/см <sup>3</sup>	0.25 нс	0.12 нс	_
**4.5 мг/см <sup>3</sup>	0.67 нс	0.35 нс	0.16 нс
**2.25 мг/см <sup>3</sup>	0.34 нс	0.15 нс	0.07

\*Для интенсивности (6-8)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>

\*\*Для интенсивности (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>

#### 4. Обсуждение результатов

Некоторое увеличение времени запаздывания оптического излучения плазмы при снижении интенсивности лазера в 2 раза связано не столько со снижением скорости движения волны рентгеновского свечения, которая слабо зависит от интенсивности, сколько с совпадением этих времен с длительностью лазерного импульса. В основном это объясняется совпадением времени появления оптического излучения плазмы на тыльной стороне мишени со временем окончания лазерного импульса, т.е. с началом быстрого охлаждения плазмы.

В некоторых опытах (смотри рисунки 10-12) наблюдается в начале лазерного импульса небольшое (0.5%-3%) пропускание излучения, что можно объяснить проходом лазерного излучения через турбулентную подкритическую плазму и через оптически прозрачную мишень. На мишенях с большей плотностью пропускание света в начальный момент времени (0÷0.2 нс) выделяется яснее, снижаясь затем до нуля, лишь потому, что общее пропускание мало. В мишенях с меньшей плотности этот эффект слабее, возможно из-за расширения слоя поглощения, и теряется на фоне общего высокого пропускания лазерного излучения слоями глубоко подкритической плазмы. Мы в дальнейшем используем эти данные для введения поправок при оценках глубины ослабления лазерного излучения в подкритической плазме. Отметим, что в работе [28] прохождение небольшой (0.5 - 1.5%)части наблюдалось лазерного излучения даже через надкритическую плазму относительно ИЗ крупноячеистой полимерной пены, объяснявшуюся рефракцией на флуктуациях плотности еще негомогенизированной плазмы. В тоже время в работе [7] при интенсивности лазерного излучения 5·10<sup>13</sup> BT/см<sup>2</sup> пропускание при толщинах более 500 мкм было меньше 0.1%, и зарегистрировано лишь для толщин менее 300 мкм на уровне 2% в конце действия лазерного импульса ( $\approx 2.5$  нс).

ρ <sub>f</sub>	Z/A,	H,	R <sub>L</sub> ,	E <sub>L</sub> ,	I <sub>L</sub>	$\tau_{\rm L}$ , HC	$\lambda_{L}$	$10^{-7} \cdot V_x$	Ссы-	10-
мг/см <sup>3</sup>	+ %	ММ	МКМ	Дж	$BT/cm^2$	E,	МКМ	см/с	лки	$^{7}\cdot V_{n}$
				, ,						см/с
ТАЦ2,25		0.1-04	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438			14±2.5
ТАЦ4,5		0.1-0,4	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438	8,7±0,8		7.2±
										1.2
ТАЦ9,1		0.1-0,4	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438	5,1±0,8		3.5±
										1.1
ТАЦ9,1	Cu 10%	≈0,4	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438	5,0±0,7		
8	$(SiO_2)_n$	2,0	500	1000	$0,4 \cdot 10^{15}$	1,0	0,53	3,5±0,3	[9]	
8	$(SiO_2)_n$	2,0	500	1000	$1,6\cdot 10^{15}$	1,0	0,53	4,5±0,5	[9]	
8	$(SiO_2)_n$	2,0	500	1000	$1,2.10^{16}$	1,0	0,53	(8,4-5,2)±0,7	[9]	
4 агар	-	2,0	500	1000	$1,5 \cdot 10^{15}$	1,0	0,53	10,5±0,5	[9]	
9 агар	-	2,0	500	1000	$1,5 \cdot 10^{15}$	1,0	0,53	4,2±0,2	[9]	
5 агар	-	≈0,5	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,44	7±1	[29]	
10 агар	-	≈0,5	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,44	5,4±0,7	[29]	
20 агар	-	≈0,5	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,44	6±2	[29]	
5+5 агар	SnO <sub>2</sub> ,	≈0,5	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,44	6±1,5	[29]	
	50%									
7,5+2,5	SnO <sub>2</sub> ,	≈0,5	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,44	3,2±1	[29]	
	25%									

Таблица 3. V<sub>х</sub> для ТАЦ, кремнеаэрогеля, агара

В таблице 4 приведены скорости V<sub>ht</sub> и V<sub>opt</sub> для разных плотностей ТАЦ в сравнении с данными из публикаций [7,30].

Tuosingu vin Asin Trid, nosine inposia (0818)11, urupu n nosine instade tata										
$ ho_{f}$ мг/см <sup>3</sup>	Z/A	, H,	R <sub>L</sub> ,	E <sub>L</sub> ,	$I_L$ , BT/cm <sup>2</sup>	τ <sub>L</sub> ,	$\lambda_L$ , мкм	10 <sup>-7</sup> ·V <sub>ht</sub> , см/с	Ссы-	$10^{-7} \cdot V_{opt}$ ,
	+ %	MM	МКМ	Дж		нс			лки	см/с
4,5		≈0,4	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438	4,2±0,7		3.6±0.5
9,1		≈0,4	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438	2,7±0,5		2.0±0.3
9,1	Cu 109	≈0,4	150	≈165	$0,7 \cdot 10^{15}$	0,35	0,438	2,9±0,5		0.9±0.2
$8(C_8H_8)_n$	-	0,4-0,6	≈75	≈80	$0,5 \cdot 10^{14}$	2,5	1,06	3,4	[19]	
$4(C_8H_8)_n$	-	0,4-0,6	≈75	≈80	$0,5 \cdot 10^{14}$	2,5	1,06	1,5	[19]	
$9(C_8H_8)_n$		≈0,4	150	≈92	$4 \cdot 10^{14}$	0,35	1,32	1,7±0,2	[30]	
$9(C_8H_8)_n$		≈0,4	150	≈92	$0,4 \cdot 10^{15}$	0,35	1,32	$0,5\pm0,05$	[30]	
$9(C_8H_8)_n$		≈0,4	150	≈173	$0,8 \cdot 10^{15}$	0,35	1,32	0,8±0,05	[30]	
$9(C_8H_8)_n$		≈0,4	150	≈238	$1,1\cdot 10^{15}$	0,35	1,32	1,1±0,05	[30]	
PVA, 5		≈0,1	150	≈165	$2,2\cdot10^{15}$	0,35	1,32	0,25±0,05	[30]	
1 агар	-	0,7-1,0	≈75	≈80	$0,5 \cdot 10^{14}$	2,5	1,06	1,4	[19]	
5 агар	-	0,4-0,6	≈75	≈80	$0,5 \cdot 10^{14}$	2,5	1,06	0,9	[19]	
10 агар	-	0,3-0,6	≈75	≈80	$0,5.10^{14}$	2,5	1,06	0,65	[19]	
30 агар	-	0,3-,05	≈75	≈80	$0,5 \cdot 10^{14}$	2,5	1,06	0,4	[19]	

Таблица 4. V<sub>ht</sub> для ТАЦ, полистирола (С<sub>8</sub>Н<sub>8</sub>)<sub>n</sub>, агара и поливинилацетата

Оказывается, что скорости начала оптического свечения плазмы по пропусканию и скорости распространения фронта рентгеновского свечения практически совпадают (см. таблицу 3), что не удивительно, т.к. они характеризуют время формирования плазмы. Там же даны результаты из работ [9,17,20,29], некоторые из которых получены нам при обработке картинок или графиков в данных публикациях. Скорость V<sub>x</sub> почти не зависит от элементного состава и структуры аэрогелей, но чувствительна к параметрам лазерного излучения и почти линейно увеличивается при уменьшении плотности (1/ $\rho$ ).

Для очень тонких фольг  $V_{opt}$  близка к скорости полета фольги и поэтому их можно также указывать в одной колонке, но данных для плазмы с очень низкой плотностью для близких условий лазерного облучения не найдено. Влияние структуры пены и среднего заряда ионов на  $V_{ht}$  не обнаружено (за исключением данных для полистирола в [19]). Скорость  $V_{ht}$  растет с понижением плотности ( $\approx 1/\rho$ ) и чувствительна к вложенной лазерной энергии на единицу площади мишени. По нашему мнению, почти двукратное различие в  $V_{opt}$  для ТАЦ с медью и без меди связано с более быстрым радиационным остыванием плазмы с ионами меди.

Мы должны учитывать то, что часть света отражается от поверхности, и поэтому экспоненциальный спад стартует с амплитуды 0.73-0.87. А часть света, прошедшая в полимерную сетку и в сформировавшуюся из нее плазму, приводит к нагреву плазмы, свечение которой мы также регистрируем, как прошедшее в ЭОК. Для корректного определения глубины ослабления надо исключить часть энергии прошедшей через негомогенную плазму.

Приведенные в таблице 1 результаты, исправленные с учетом отражения (около 20%) и доли энергии, которая прошла через негомогенную плазму в начальный момент времени, даны в таблице 5. Наибольшие из поправок относятся к более плотным и более толстым слоям мишеней.

Таблица 5. Пропускание лазерного излучения (в % к разности падающего и отраженного излучения) через подкритическую плазму в зависимости от плотности малоплотного вещества и толщины слоя для величины средней интенсивности лазерного излучения (6-8)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup> и (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Относительная ошибка измерений 10-30% (увеличивается для более плотных и толстых слоев).

↓ Плотность \ толщина →	400 мкм	200 мкм	100 мкм
*9 мг/см <sup>3</sup>	<0,3%	3.2±0.6%	15±3.5%
*4.5 мг/см <sup>3</sup>	5.5±1%	21±4.5%	50±12%
*2.25 мг/см <sup>3</sup>	28±5%	55±10%	—
**4.5 мг/см <sup>3</sup>	5±1%	17±4%	42±9%
**2.25 мг/см <sup>3</sup>	19±3%	34±5%	67±12%

\*Для интенсивности (6-8)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>

\*\*Для интенсивности (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>

Если допустить, что интенсивное свечение (для тонких и менее плотных мишеней) является собственным свечением плазмы с тыльной стороны мишени, то задержка его возникновения по отношению к переднему фронту лазерного импульса позволяет определить скорость образования плазмы. Поскольку собственное свечение плазмы не регистрируется калориметром, то, исключив энергию, прошедшую через негомогенную плазму, и время гомогенизации, можно оценить длину ослабления лазерного излучения в подкритической плазме и ее зависимость от плотности.

Ослабление лазерного излучения сформировавшейся плазмой должно описываться экспонентой с характерным масштабом l<sub>a</sub> – измеряемой глубиной ослабления за счет обратно-тормозного рассеяния [10]

$$E_x = (E_L - E_R) \exp\left(-\frac{H_f}{l_a}\right) \tag{1}$$

где E<sub>L</sub>, E<sub>R</sub> и E<sub>x</sub> – энергия лазерного излучения, энергия отраженного от плазмы излучения и энергия излучения, прошедшего через слой плазмы, соответственно, и H<sub>f</sub> – высота слоя полимерной трехмерной сетки определенной плотности.

Оцененные глубины поглощения лазерного излучения со средней интенсивностью около 7·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup> с точностью около 20% составляют для плазмы с плотностью 0.52N<sub>cr</sub> - 55 мкм, т.е. поглощение происходит вблизи зоны абляции, для 0.26N<sub>cr</sub> около 135 мкм и для 0.13N<sub>cr</sub> около 320 мкм. Приведенные нами данные всего лишь оценка снизу глубины поглощения, т.к. во все время измерений (при длительности импульса 0.32 нс на полувысоте) идут процессы формирования плазмы И ee Поэтому эксперименты с гомогенизации. длинными лазерными импульсами (1,5-3 нс) на основной гармонике Nd-лазера [5,7,19] свидетельствуют о больших значениях глубины поглощения.

Зависимость пропускания от плотности полимерной сетки ( $\rho_{ef}$ ) в нашем случае приблизительно обратно пропорциональная  $1/\rho_{ef}$ , тогда как в [7] она обратно пропорциональна корню кубическому от плотности  $1/\rho_{ef}^{1/3}$ , причем длина обратно-тормозного поглощения должна была давать  $1/\rho_{ef}^2$ . Очевидно, что заметную часть времени при регистрации оптического излучения продолжается процесс гомогенизации плазмы, но поскольку интенсивность лазерного излучения в настоящей работе выше чем в [7] и структурные элементы малоплотной мишени на порядок меньше чем в [7], то время гомогенизации почти на порядок короче, чем в [7].



Рисунок 8. Сигнал на ЭОП свечения тыльной стороны мишени из ТАЦ с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 200 мкм (выстрел №30238). Длительность развертки кадра – 1.6 нс. Суммирование сигнала выполнено в полосе, обозначенной пунктирными линиями. Лазерный импульс на основной частоте записан с запаздыванием на 0.25 нс.



Рис. 9. Зависимости от времени интенсивности свечения тыльной стороны малоплотных слоев мишеней с одинаковой погонной массой 0.08 мг/см<sup>2</sup>: a - 2.25 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 400 мкм, b - 4.5 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 200 мкм, c - c плотностью 9 мг/см<sup>3</sup> и толщиной 100 мкм.



Рис.10. Зависимости от времени интенсивности свечения тыльной стороны малоплотных слоев мишеней с плотностью 9 мг/см<sup>3</sup>: а – с толщиной 400 мкм, b – с толщиной 200 мкм и с – с толщиной 100 мкм. Средняя энергия в импульсе около 170 Дж.



Рис. 11. Зависимости от времени интенсивности свечения тыльной стороны малоплотных слоев мишеней с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup>: а – толщина 400 мкм, b – толщина 200 мкм, с – толщина 100 мкм.

В экспериментах с двухслойными мишенями, имевшими толщину слоя ТАЦ около 400 мкм и плотность 9 и 4.5 мг/см<sup>3</sup> [17,21], мы должны учесть энергию, прошедшую через полимерную трехмерную сетку на алюминиевую фольгу до прихода основной тепловой волны, на основе данных ЭОК. На рисунке 10 видно, что в мишенях с плотностью 9 мг/см<sup>3</sup> только при толщине 100 мкм тепловая волна успевает достичь тыльной стороны и плазма пропускает греющее лазерное излучение. Это также косвенно подтверждает то, что поглощение лазерного излучения в мишенях такой плотности происходит вблизи зоны абляции, что было замечено ранее [9,18]. По-видимому, это связано с тем, что при движении волны вглубь мишени возникает почти двукратное увеличение плотности, которое соответствует достижению критической плотности N<sub>cr</sub>, т.к. 9 мг/см<sup>3</sup> составляет 0.52N<sub>сг</sub> для лазерного излучения с длиной волны 0.438 переходе к плотностям  $M\Gamma/cM^3$ . МКМ. При 4.5  $M\Gamma/cM^{3}$ и 2.25 соответствующим 0.26N<sub>сг</sub> и 0.13N<sub>cr</sub>, очевиден переход к объемному поглощению лазерного излучения, т.е. частичному проходу излучения через плазму. Особенно это различие заметно на мишенях с толщиной 100 мкм (смотри рисунки 10-12).

На рисунках 2,6,10-12 можно наблюдать «послесвечение» плазмы, т.е. свечение плазмы после окончания действия лазерного импульса, судя по выстрелу №30255. По-видимому, запаздывание свечения не превышает 30-120 пс (для разных плотностей мишеней, но одинаковой толщине 200 мкм), что связано с быстрым радиационным охлаждением плазмы с электронной плотностью от 0.8·10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup> до 3·10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup>. Эти данные с поправкой на размер и плотность плазмы согласуются с результатами, приведенными в [9].

В соответствии с данными [18,20] о скоростях движения в глубину мишеней с плотностями 4.5 мг/см<sup>3</sup> и 9 мг/см<sup>3</sup> максимума яркости рентгеновского свечения Al-фольга должна была достигаться за времена 0.7 нс и 1.5 нс, соответственно. За это время Al-фольги должна была достичь доля энергии от энергии лазерного импульса равная 5% (для 4.5 мг/см<sup>3</sup>) и 1,2% (для 9 мг/см<sup>3</sup>). Причем распределение этой энергии по времени было различным для разных плотностей. На Al-фольгу, закрытую полимерной сеткой с плотностью 9 мг/см<sup>3</sup>, свет проходит во время близкое к максимуму интенсивности лазерного излучения, и интенсивность его переменна во времени и пространстве. А на Al-фольгу, закрытую сеткой с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup>, свет проходит так же, как и на более плотную мишень, с задержкой во времени (но меньшей), но затем интенсивность этого света почти постоянна до прихода волны первичного прогрева всего объема плазмы.

Таким образом, приходящий на Al-фольгу поток до прихода основной тепловой волны, мог достигать средней интенсивности (2.5-

3.0)·10<sup>12</sup> Вт/см<sup>2</sup> и (0.5-1.0) ·10<sup>13</sup> Вт/см<sup>2</sup> для плотности мишени 9 мг/см<sup>3</sup> и 4.5 мг/см<sup>3</sup>, соответственно. При этом возможны локальные всплески интенсивности из-за флуктуаций плотности плазмы на начальной стадии гомогенизации плазмы. Даже для средних величин интенсивность уже достаточна для энергичного испарения и образования алюминиевой плазмы, что существенно изменяет динамику плазмы в двухслойных мишенях (малоплотное вещество-фольга). Именно это, по-видимому, объясняет приход основной энергии на Al-фольгу в виде двух (электронной теплопроводности и массовой – гидродинамической) волн, разделенных во времени, который обнаружен нами в [18,20] на мишенях с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup>. В обоих случаях (но особенно для 9 мг/см<sup>3</sup>) важен учет радиационного охлаждения плазмы, движущейся к фольге. Именно этот процесс приводит, по-видимому, к тому, что яркое рентгеновское свечение (см.рис. 6 и 7) возникает на 1.3 нс раньше, чем возникает яркое оптическое свечение тыльной стороны фольги.

На рис. 13 на основе пространственных прописей интенсивности (для плазмы конкретного рентгеновского свечения выстрела) в определенные моменты времени видно, как горячая волна подходит к поверхности Al фольги, нагревает ее и отходит обратно от поверхности. В тоже время через определенный промежуток времени интенсивность свечения алюминия возрастает. Создается впечатление, что фольги достигла еще одна (невидимая в рентгеновском излучении) волна и, ударившись о стенку, передала ей свою энергию (нагрела алюминий), что видно по всплеску рентгеновского излучения от Al. Данный пример характеризует сравнительно быстрые процессы, происходящие в плазме с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup>, в которых яркое рентгеновское свечение возникает в момент времени 0.6 нс. Начало яркого оптического свечения тыльной стороны фольги соответствует времени t<sub>opt</sub>=1.45 нс (время пробега ударной волны по фольге - 0.2-0.3 нс, т.е. отправным моментом на лицевой стороне должно было быть воздействие в момент 1.15-1.25 нс), тогда как яркое рентгеновское свечение лицевой стороны Al фольги начинается в момент 0.65 нс (кстати, соответствующее V<sub>x</sub>), а достигает максимума только в момент 1.15 нс (кстати, соответствующее V<sub>ht</sub>), т.е. еще через 0.5 нс после начала яркого свечения. А в плазме с плотностью 9.1 мг/см3 второй удар (всплеск рентгеновского свечения) может приходиться на время, которое не укладывается в развертку рентгеновской стрик-камеры (2 нс), находясь, например, для выстрела 28205 (см. рис. 6 и 7) в области 3 нс. Напомним, что начало яркого рентгеновского свечения в этом выстреле приходится на момент 1.45 нс, а скорости измеренных волн в 2 раза меньше, чем для 4.5 мг/см<sup>3</sup>. По-видимому, все может объясняться одним процессом плавного вложения энергии. Пока мы не можем сказать каким!



Рис. 12. Зависимости от времени интенсивности свечения тыльной стороны малоплотных слоев мишеней с плотностью 2.25 мг/см<sup>3</sup>: а – толщина 400 мкм, b – толщина 200 мкм и с – толщина 100 мкм при средней интенсивности лазерного излучения (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>.

Гипотетически В двухслойных мишенях алюминий частично испаряется и превращается в редкую плазму под действием лазерного излучения и рентгеновского излучения короны. Создаются условия для повышения температуры алюминия за счет электронной теплопроводности плазмы. Кроме того, прошедшее через подкритическую плазму лазерное излучение вызывает испарение алюминия, и его пары охлаждают плазму вблизи лицевой поверхности алюминия и картинка в рентгеновском излучении напоминает отражение волны от стенки. Гидродинамическая волна плазмы из полимерного аэрогеля, бегущая в сторону фольги, уменьшает свою скорость из-за (слабого) потока массы навстречу. Это особенно сильно проявляется после окончания действия короткого лазерного импульса. Тем не менее, достигая поверхности алюминия, гидродинамическая волна передает энергию и дополнительно нагревает фольгу. Напомним, что погонная масса полимера для 9.1 мг/см<sup>3</sup> и толщины 400 мкм соответствует 0,36 мг/см<sup>2</sup>, тогда как погонная масса алюминия равна 1,35 мг/см<sup>2</sup>, т.е 3.7 раза больше, чем у полимера, а для слоя с плотностью 4.5 мг/см<sup>3</sup> даже в 7.5 раз больше.



Рис. 13. Выстрел # 28236, ТАЦ 4,5 мг/см<sup>3</sup>, 3  $\omega$ ,  $E_L = 166$  Дж

На большинстве картинок от ЭОК видно, начинающееся в начале действия лазерного импульса слабое свечение тыльной поверхности Al фольги, но яркое свечение появляется с опозданием, которое требует привлечения сложных динамических моделей, т.к. допустить, что ударная волна идет по алюминию со скоростью менее 10<sup>5</sup> см/с практически невозможно.

Временные зависимости интенсивности свечения для мишеней с плотностью 2.25 мг/см<sup>3</sup> (для плазмы с плотностью 0.13N<sub>cr</sub>), показанные на рисунке 12, разительно отличаются от аналогичных для плотности 9 мг/см<sup>3</sup> и для 4.5 мг/см<sup>3</sup> (смотри рис. 10 и 11). Излучение начинает проходить через плазму из трехмерной сетки почти с момента начала лазерного импульса и нарастает в соответствии с ростом интенсивности лазерного луча. Заметим, однако, что в приведенных на рис. 11 данных для плотности 2.25 мг/см<sup>3</sup> энергия лазера снижена в 2 раза из-за большого пропускания.

Очевидно. что малоплотные слои. предназначенные для разравнивания неоднородностей облучения, должны выполнять свои функции, несущественно снижая эффективность мишени (не уменьшая гидродинамической Допустим, что коэффициент передачи). слой пропускает лишь 37% (1/е) лазерного излучения, тогда толщина его должна быть для 9 мг/см<sup>3</sup> около 40 мкм, для 4.5 мг/см<sup>3</sup> – 140 мкм, для 2.25 мг/см<sup>3</sup> около 300 мкм. Очевидно, что все вышесказанное относится только к конкретным параметрам излучения йодного лазера на третьей гармонике  $\lambda$ =0.438 мкм при длительности вспышки 0.32 нс на полувысоте.

беремся обсуждать Мы умышленно не мелкомасштабные проходящего флуктуации интенсивности через плазму лазерного излучения потому, что для этих целей не были прецизионно юстированы диагностические каналы и не выверена временная синхронизация ЭОК и Особенно важна проблема прохода через лазерного импульса. образующуюся плазму начальной фазы лазерного импульса, когда локальные каналы, как струи, могут сформировать существенные предпосылки для развития неустойчивостей (лазерный «импринт»). Эта особенность в большей степени характерна именно для формирования лазерной плазмы в трехмерной полимерной сетке. Приводимые результаты относятся к общим и интегральным характеристикам подкритической лазерной плазмы.

# 5. Заключение

1. Разработана технология изготовления слоев микрогетерогенных трехмерных полимерных сеток из триацетата целлюлозы с микронными расстояниями между волокнами. Структура этих веществ мало меняется

при изменении плотности от 20 мг/см<sup>3</sup> до 2 мг/см<sup>3</sup>, оставаясь полностью открыто-пористой трехмерной сеткой с увеличивающимся от 0.8 мкм до 1.7 мкм расстоянием между волокнами.

- 2. Изучены характерные процессы переноса энергии при формировании подкритической плазмы из субмикронных полимерных аэрогелей: скорость распространения фронта рентгеновского свечения плазмы скорость формирования плазмы, скорость распространения максимума рентгеновского свечения скорость волны электронной теплопроводности.
- 3. Наблюдалось быстрое (за 40 − 120 пс) радиационное охлаждение плазмы с электронной плотностью 1.5·10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup> и 3·10<sup>21</sup> см<sup>-3</sup> после окончания действия лазерного импульса.
- 4. При быстром охлаждении плазмы с плотностями 4.5 мг/см<sup>3</sup> и 9.1 мг/см<sup>3</sup> наблюдается два акта воздействия плазмы из полимерных аэрогелей на Al фольгу, приводящие к яркому рентгеновскому свечению лицевой поверхности алюминия и яркому оптическому свечению тыльной стороны Al фольги, которые заметно разнесены во времени, что превышает время прохождения ударной волны через фольгу толщиной 5 мкм (оцененное в 0.2-0.3 нс).
- 5. Наблюдалось существенное запаздывание по времени начала интенсивного оптического свечения для плазмы из полимерного аэрогеля с наночастицами меди по сравнению со свечением плазмы без меди при одинаковой плотности 9 мг/см<sup>3</sup>, которое не нашло пока адекватного теоретического объяснения.
- 6. Измерена доля лазерного излучения от полной энергии в импульсе, проходящая через слои подкритической плазмы с плотностями соответствующими 0.52N<sub>cr</sub>, 0.26N<sub>cr</sub> и 0.13N<sub>cr</sub> различной толщины, что дало возможность корректно трактовать измерения скоростей переноса энергии в плазме из аналогичных гелей с Al фольгой.
- 7. Использованный в экспериментах широкий диапазон изменения плотностей и толщин слоев (погонной массы от 0.32 мг/см<sup>2</sup> до 0.02 мг/см<sup>2</sup>) позволил наблюдать отдельные процессы, обычно суммируемые в регистрирующей аппаратуре: пропускание лазерного излучения через негомогенизированную плазму, ослабление лазерного излучения при прохождении подкритической плазмы и собственное свечение плазмы;
- 8. Вне зависимости от толщины мишени в начале действия лазерного импульса наблюдается прохождение излучения через негомогенную плазму, наиболее ярко выраженное для больших плотностей.
- 9. Время запаздывания яркого оптического свечения в однослойных мишенях по отношению к переднему фронту лазерного импульса позволяет определить скорость образования плазмы, которая близка к скорости распространения фронта рентгеновского свечения в двухслойных мишенях.

10.Определены значения длин поглощения лазерного излучения с длиной волны 0.438 мкм в плазме с плотностями соответствующими 0.52N<sub>cr</sub>, 0.26N<sub>cr</sub> и 0.13N<sub>cr</sub>, сформированной излучением со средней интенсивностью (6-8)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup> и (3-4)·10<sup>14</sup> Вт/см<sup>2</sup>.

## Благодарности

Работа частично выполнялась в рамках гранта РФФИ №06-02-17526, частично поддержаны чешские авторы в рамках гранта 202/06/0801 Чешского научного фонда и проекта LC528 Чешского министерства Образования, юношества и спорта. Авторы признательны коллективу, обеспечивающему работу установки PALS, Ю.А. Михайлову за обсуждение результатов и критические замечания по тексту статьи, И.В. Акимовой за исследования на СЭМ.

# 6. Цитированная литература.

- 1. Atzeni S., Meyer-ter-Vehn J. The Physics of inertial fusion. Clarendon press, Oxford, N.Y., 2004, 458 p.
- Obenstchain S.P., Whitlock R.R., McLean E.A., Ripin B.H., Price R.H., Phillon D.W., Campbell E.M., Rosen M.D., Auerbach J.M. Uniform Ablative Acceleration of Targets by Laser Irradiation at 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>. // Phys. Rev. Lett. 1983, V. 50, No. 1, pp. 44-48.
- 3. Nuckolls J.H., Thiessen A.R., Dahlbacka G.H. Foam encapsulated targets. // US Patent 4376752 at March 15, 1983.
- Gartner J.H., Schmitt A.J., Dahlburg J.P., Pawley C.J., Bodner S.E., Obenstchain S.P., Serlin V., Aglitskiy E. Computational modeling of directdrive fusion pellets and KrF-driven experiments. // Physics of Plasmas, 1998, V. 5, No 5, pp. 1935-1944.
- 5. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с малоплотными пористыми средами. // ЖЭТФ, 1997, Т. 111, С. 903-918.
- Dunne M., Borghesi M., Iwase A., Jones M.W., Taylor R., Willi O., Gibson R., Goldman S.R., Watt R.G. Evaluation of a Foam Buffer Target Design for Spatially Uniform Ablation of Laser-Irradiated Plasmas. // Phys. Rev. Lett. 1995, V. 75, No 21, pp. 3858-3861.
- 7. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. Процессы поглощения и рассеяния мощного лазерного излучения в малоплотных пористых средах. // ЖЭТФ, 1999, Т. 115, вып.3, С. 805-818.
- Borisenko N.G., Merkuliev, Yu.A., Gromov, A.I. Microheterogeneous Targets – a New Challenge in Technology, Plasma Physics, and Laser Interaction with Matter. // J. Moscow Phys. Soc., v. 4, (1994), #3, pp. 47-273.

- 9. Koch J.A., Estebrook K.G., Bauer J.D., Back, Rubenchik C.A., et al. Time-Resolved X-ray Imaging of High-Power Laser-Irradiated Underdense Silica Aerogels and Agar Foams. // Phys. Plasmas. – 1995, - V. 2, - C. 3820 - 3831.
- 10.Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. Взаимодействие лазерного излучения с пористой средой и образование неравновесной плазмы. // Квантовая электроника, 1997, т.24, №8, с.715-720.
- 11.Бондаренко С.В., Гаранин С.Г., Кириллов Г.А., Кирьянов Ю.Ф., Кочемасов Г.Г. Перенос энергии в объемно-структурированной среде. // Квантовая электроника, 2001, Т. 31, №1, С. 39-44.
- 12. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Попов И.В., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. Двумерный перенос энергии и образование плазмы при воздействии лазерного пучка на вещество докритической плотности. // Квантовая электроника, 2000, Т.30, №7, С. 601-605.
- 13.Batani D., Balducci A., Nazarow W., Lower T.H., Hall T.A., Koenig M., Faral B., Benuzzi A., Temporal M. Use of low-density foams as pressure amplifiers in equation-of-state experiments with laser-driven shock waves. // Phys. Rev. E, 2001, V. 63, No 4 pt.2, 046410.
- 14.Benuzzi A., Koenig M., Krishnan J., Faral B., Nazarow W., Temporal M., Batani D., Muller L., Torsiello F., Hall T., Grandjouan N. Dynamics of Laser produced shocks in foam-solid targets. // Physics of Plasmas, 1998, V. 5, No 8, pp. 2827-2829.
- 15. Desselberger M., Jones M.W., Edwards J., Dunne M., Willi O. Use of x-ray preheated foam layers to reduce beam structure imprint in laser-driven targets. //Physical Review Letters, 1995, V. 74, No 15, P. 2961-2964.
- 16.Metzier N., Velikovich A.L., Schmitt A.J., Gardner J.H. Laser imprint reduction with a short shaping laser pulse incident upon a foam-plastic target. // Physics of Plasmas, 2002, V. 9, #12, P. 5050-5057.
- 17.Limpouch J., Borisenko N.G., Demchenko N.N., Gus'kov S.Yu., Kalal M., Kasperczuk A., et al. Laser interaction with foam –foil layered targets. // 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 27 June 1 July 2005, ECA Vol.29C, O-2.022 (2005).
- 18.Khalenkov A.M., Borisenko N.G., Kondrashov V.N., Merkuliev Yu.A., Limpouch J., Pimenov V.G. Experience of microheterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. // Laser & Particle Beams, 2006, Vol. 24, pp. 283-290.
- 19.A.E. Bugrov, I.N. Burdonskiy, N.G. Borisenko, et al. Study of physical processes in laser-irradiated porous targets of different microstructure. // Journal de Physique IV (France), June 2006, Vol. 133, pp. 343-346.
- 20.Borisenko N.G, Akimova I.V., Gromov A.I., Khalenkov A.M., Kondrashov V.N., Limpouch J., Krousky E., Kuba J., Masek K., Merkuliev Yu.A., Nazarov W., Pimenov V.G. Regular 3-D Networks for Controlled Energy Transport Studies in Laser Plasma near Critical Density // Fusion Science and Technology. 2006, V. 49, No 4, pp. 676-685.

- 21.Voronich I.N., Garanin S.G., Derkach V.N., Zaretskii A.I., Kravchenko A.G., et al., "Spatiotemporal Smoothing of a Laser Beam Employing a Dynamic Plasma Phase Plate," Quantum Electronics 31, 970 (2001)
- 22.Garanin S.G., Derkach V.N., Shnyagin R.A. "The Homogeneous Irradiation of Laser Targets with a Dynamic Plasma Phase Plate Applying," Proc. SPIE 5777, 820 (2004).
- 23.N.G. Borisenko, I.V. Akimova, A.I. Gromov, A.M. Khalenkov, Yu.A. Merkuliev, V.N. Kondrashov, J. Limpouch, V.G.Pimenov. The influence of underdense polymer target with/without high-Z nanoparticles on laser radiation absorption and energy transport. // Journal de Physique IV (France), June 2006, Vol. 133, pp. 305-308.
- 24.Jungwirth K., Cejnarova A., Juha L., Kralicova B., Krasa J., et al. The Prague Asterix Laser System. // Phys. Plasmas, 2001, V. 8, C. 2495 -3006.
- 25.Faith D., Horsfield C.J., Nazarov W. Characterization of pore size of trimethylol propane triacrylate (TMPTA) polymer foam by pulsed sputter coating and SEM analysis/ // J. Mater Sci. Syntactic and Composite Foams. 2006, ????
- 26.Артюков И.А., Борисенко Н.Г., Виноградов А.В., Касьянов Ю.С., Пименов В.Г., Фещенко Р.М., Халенков А.М. Контроль параметров лазерных мишеней с помощью мягкого рентгеновского излучения. // Краткие сообщения по физике, 2006, №4, С. 46-51
- 27.Borisenko N.G., Akimova I.V., Gromov A.I., Khalenkov A.M., Kondrashov V.N., Limpouch J., Merkuliev Yu.A., and Pimenov V.G.. Intensive (up to 10<sup>15</sup> W/cm<sup>2</sup>) Laser Light Absorption and Energy Transfer in Subcritical Media with or Without High-Z Dopants. // AIP Conference Proceedings Volume 849, ZABABAKHIN SCIENTIFIC TALKS 2005: International Conference on High Energy Density Physics, Snezhinsk (Russia), 5-10 September 2005, ISBN: 0-7354-0345-7, Editor(s): E.N. Avrorin, V.A. Simonenko, pp. 242-246.
- 28.Странжио К., Карузо А., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б., Рупасов А.А. Взаимодействие сглаженного лазерного пучка с малоплотными сверхкритическими пористыми мишенями на установке ABC. / / Квантовая электроника 2006, Т. 36, №5, С. 424-428.
- 29.Халенков А.М. Экспериментальные исследования по технологии и лазерному облучению малоплотных мишеней с наночастицами при плотностях вблизи критической плотности плазмы. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. 2006, ФИАН, Москва.
- 30.Limpouch J., Demchenko N.N., Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B., Kasperczuk A., et al. Iodine laser interactions with porous matter. // Inertial Fusion Sciences and Applications. ANS, La Grange Park, Illinois, 2004, pp. 170-173.

Подписано в печать 14 марта 2007 года. Формат 60х84/16. Заказ №27 Тираж 100 экз. П. л. 1,82 Отпечатано в РИИС ФИАН Москва, В-333, Ленинский проспект 53