

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА****Взаимодействие мощного лазерного излучения с малоплотными полимерными аэрогелями\*****Ч.Каур, Ш.Чаурасия, Н.Г.Борисенко, А.С.Орехов, П.Лешма,  
В.Г.Пименов, Г.В.Склизков, А.А.Акунец, М.Н.Део**

*Рассмотрено взаимодействие субнаносекундных мощных лазерных импульсов с мишенями из малоплотного полимера триацетата целлюлозы. Лазерная установка на Nd-стекле обеспечивала интенсивность в фокальном пятне свыше  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Исследованы поглощение лазерного излучения, конверсия его энергии в энергию рентгеновского излучения, спектры эмитируемых ионов, пропускание лазерного излучения сквозь мишень и плазму, а также объемный нагрев вещества мишени. Экспериментально установлено, что эффективность конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского излучения с энергией квантов в единицы килоэлектронвольт снижается с ростом плотности вещества мишеней. Эта эффективность уменьшалась в два раза при использовании мишеней с плотностью 10 мг/см<sup>3</sup> по сравнению с мишенями с плотностью 2 мг/см<sup>3</sup>. Длительность и амплитуда лазерного импульса, прошедшего сквозь мишень, уменьшаются с увеличением линейной плотности мишени (произведение плотности вещества мишени на ее толщину). С помощью ионных коллекторов, размещенных под разными углами к направлению распространения лазерного пучка, а также масс-спектрометра Томсона высокого разрешения получены спектры ионов из плазмы малоплотных мишеней. Установлено, что ионный поток и энергия ионов возрастают при увеличении плотности вещества мишени. Увеличение интенсивности лазерного излучения сдвигает максимум энергетического спектра ионов в сторону больших энергий.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, наноструктуры, спектроскопия ионов, малоплотный аэрогель, объемное поглощение, мишени с докритической плотностью, выход рентгеновского излучения.

**1. Введение**

Источник рентгеновского излучения на основе лазерной плазмы перспективен для применения во многих областях исследований, таких как термоядерный синтез с инерциальным удержанием и непрямой схемой облучения [1], рентгеновская микроскопия [2], рентгеновская литография [3], рентгеновская радиография [4], дифракционные измерения материалов в экстремальных условиях [5], измерения прозрачности [6] и т. д. Однако эффективность конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского излучения в твердых мишенях обычно слишком мала из-за отражения большей части энергии света и малой доли его поглощенной энергии при плотности плазмы выше критической. Увеличение доли поглощенной в плазме мишени лазерной энергии осуществляется разными способами. Можно использовать лазерный предимпульс для создания плазменной короны до прихода основного импульса, так чтобы последний взаимодействовал с малоплотной преплазмой и, следовательно, увеличивалась длина поглощения в разреженной плазме с

докритической плотностью [7]. Другой способ – применение мишеней смешанного состава с разными зарядовыми состояниями  $Z$  для увеличения эффективности конверсии за счет увеличения среднего значения коэффициента непрозрачности Росселанда в смеси зарядов [8]. Наконец, возможно увеличение выхода рентгеновского излучения при смещении положения мишени относительно наилучшего фокуса, называемое объемным эффектом [9]. В последние годы некоторые эксперименты проводились с газовыми мишенями [10]. Для достижения большего выхода рентгеновского излучения многие эксперименты и теоретические расчеты были выполнены со структурированными мишенями [11], например мишенями, покрытыми наночастицами или нанопроволоками [12]. С учетом большой длины поглощения и объемного нагрева была разработана пена\* со структурой аэрогеля в виде трехмерной пространственной сетки [13]. Мишени с малоплотными трехмерными сетками являются выделенным классом материалов, имеющих определенные преимущества, такие как сглаживание профиля лазерного излучения [14], усиление ударной волны [15] и т. п. Пены с градиентом плотности использовались для получения наклонного профиля давления для изэнтропического сжатия [16] и СН-аблятора в экспериментах по прямому термоядерному синтезу [17].

Многие авторы отмечали, что для пенных мишеней поглощение в несколько раз выше, чем для привычных твердотельных мишеней, и что такие малоплотные мишени являются более эффективными излучателями рентгеновского излучения, чем твердые сплошные мишени [18].

\* Доложена на конф. ECLIM 2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

**Ch.Kaur, Sh.Chauriasia, P.Leshma, M.N.Deo.** High Pressure & Synchrotron Radiation Physics Division, Bhabha Atomic Research Centre, Mumbai 400085, India

**Н.Г.Борисенко, А.С.Орехов, Г.В.Склизков, А.А.Акунец.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: ngbor@sci.lebedev.ru

**В.Г.Пименов.** Институт органической химии им. Н.Д.Зелинского РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 47

Значительный интерес привлекло взаимодействие мощного лазерного излучения с пенными мишенями, осуществленное в широком диапазоне плотностей мишеней – от  $1 \text{ мг/см}^3$  до сотен  $\text{мг/см}^3$ , т.е. от докритических до сверхкритических плотностей [19]. Мишени из малоплотных пен разных материалов, про которые можно сказать, что это стохастически объемно-структурированные мишени, могут обеспечить поглощение до 90% энергии падающего на мишень лазерного излучения.

Пенные мишени также применяются при моделировании астрофизических явлений в лабораторных условиях [20]. Например, эти материалы были использованы для моделирования взаимодействия околозвездного вещества со взрывающейся оболочкой звезды, а также для образования остатков сверхновой [21, 22]. Были сделаны многочисленные попытки объяснить повышенную конверсию в рентгеновское излучение в пенах. Например, при численном моделировании для золотой пены [23] было обнаружено, что нагрев мишени определяется сверхзвуковой волной ионизации, в отличие от нагрева сплошной мишени. Имеются многочисленные экспериментальные и теоретические результаты, описывающие испускание рентгеновского излучения из малоплотной пены. Однако мы не нашли каких-либо публикаций по детальному анализу характеристик ионов, испускаемых такой мишенью. Настоящая работа как раз и посвящена изучению эмиссии жестких рентгеновских лучей наряду со спектроскопическим измерением ионного потока из плазмы малоплотных мишеней.

## 2. Экспериментальная установка

Эксперимент был проведен с использованием лазерной установки на Nd-стекле, обеспечивающей энергию до 30 Дж при длительности импульса около 500 пс. В проведенных экспериментах выходная энергия лазерного импульса составляла до 10 Дж. Лазерный импульс фокусировался линзой с  $f/5$  на мишень в фокальное пятно диа-

метром 100 мкм, что соответствовало пиковой интенсивности на поверхности мишени  $2.5 \times 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ . Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Для наблюдения за эволюцией плазмы (за испускаемыми ионами) применялись четыре ионных фарадеевских коллектора, установленных под углами  $\theta = 22.5^\circ, 45^\circ, 63^\circ$  и  $67.5^\circ$  к нормали к поверхности мишени, которая совпадала с оптической осью лазерного пучка.

Ионные коллекторы построены на основе датчиков с плоским коллектором и сеткой для разделения ионов и электронов. Постоянное поле, существующее между заземленной сеткой и коллектором со смещенным потенциалом (отрицательным), способствует разделению заряженных частиц и снимает проблемы, связанные с эмиссией вторичных электронов. Заземленная сетка также отсекает первичные электроны от измеряемого ионного потока. Фарадеевские детекторы вследствие их большой площади можно размещать далеко от мишени для лучшего времяпролетного разрешения.

Ионные коллекторы регистрируют интегральный ионный поток для всех зарядовых состояний и энергий ионов, испускаемых мишенью в процессе взаимодействия с лазерным импульсом. Для дифференцирования ионов по их энергиям и зарядовым состояниям применялся масс-спектрометр Томсона. В этом масс-спектрометре параллельные электрическое и магнитное поля перпендикулярны направлению движения ионного потока. Попадающие в масс-спектрометр ионы отклоняются силой Лоренца  $F = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$  в направлении, параллельном электрическому полю  $\mathbf{E}$  и перпендикулярном магнитному полю  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{v}$  – скорость ионов,  $q = Ze$  – заряд ионов, а  $e$  – заряд электрона). В таком спектрометре ионы с большим зарядом и меньшей кинетической энергией будут испытывать большее отклонение.

Совместное действие электрического и магнитного полей приводит к появлению на экране детектора параболических следов-сигналов. Уравнение, описывающее их форму, можно записать в следующем виде:

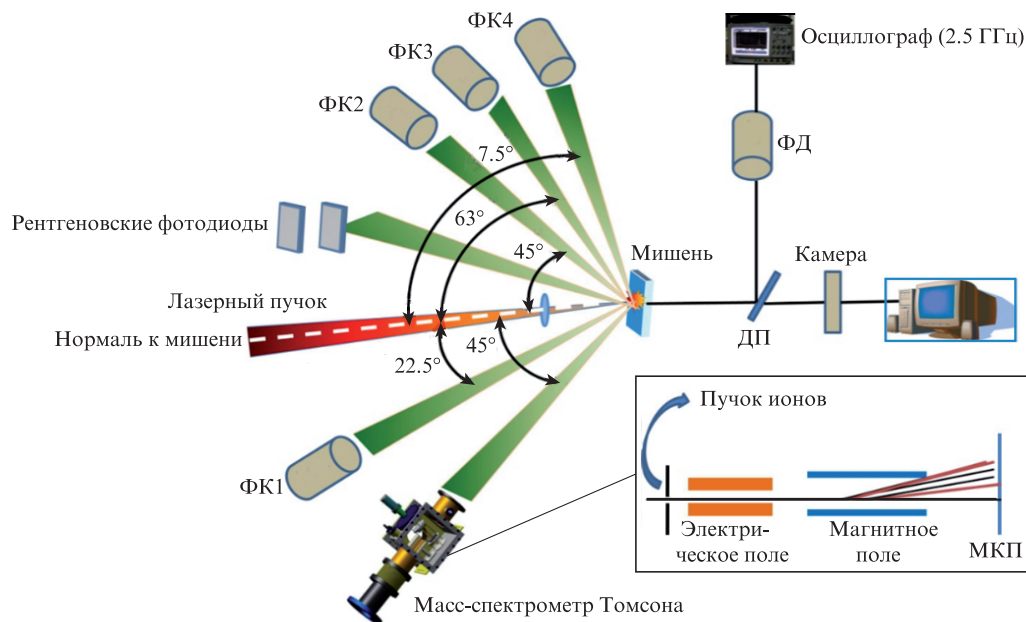


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

ФК1, ФК2, ФК3 и ФК4 – фарадеевские коллекторы ионов; ФД – быстрый фотодиод для измерений временных параметров прошедшего импульса; ДП – делитель пучка; МКП – микроканальная пластина; лазерный пучок падает по нормали к мишени; на вставке – внутреннее устройство масс-спектрометра Томсона.

$$y = \left( \frac{\beta}{a^2} \frac{m}{Z} \frac{1}{e} \frac{E}{D^2} \right) x^2, \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры конструкции [24].

Таким образом, при фиксированных электрическом и магнитном полях ионы с разным отношением массы к заряду ( $m/q$ ) формируют разные параболические следы на детекторе. Более подробно о масс-спектрометре Томсона и анализе полученных с его помощью данных можно прочесть в работе [24].

Поток жесткого рентгеновского излучения фиксировался кремниевыми фотодиодами, закрытыми различными фильтрами для изучения разных участков рентгеновского спектра: фольгой из Al толщиной 20 мкм для выделения диапазона 4–16 кэВ или фольгой из Ni толщиной 5 мкм с диапазоном пропускания 5–8.3 кэВ. Для измерений пространственной и временной форм лазерного импульса, прошедшего сквозь малоплотную полимерную мишень, на пути прошедшего пучка был установлен разделитель пучка, при этом одна часть пучка направлялась на быстрый фотодиод, а другая – на измеритель профиля пучка. Фотодиод Alphasal имел время нарастания фронта 40 пс и был подключен к осциллографу Agilent Technologies с полосой пропускания 2.5 ГГц.

### 2.1. Мишени

Нами использовались практически прозрачные для глаз плоскопараллельные образцы триацетата целлюлозы  $C_{12}H_{16}O_8$  (ТАЦ) с весьма регулярной структурой в виде трехмерной сетки (рис.2). Все образцы обладали хорошей повторяемостью и неизменной структурой типа структуры аэрогелей, трудоемких как в изготовлении, так и при измерениях [25]. Отметим, что их механические свойства сильно отличаются от свойств силикоаэрогелей. Отсутствие закрытых пор и устойчиво повторяющаяся структура типа трехмерной пространственной сетки используемых малоплотных мишеней позволяют исследовать свойства плазмы, формирующейся при облучении этих мишеней, в течение длительного времени на одной и той же установке в разное время и с использованием различных диагностических схем, а также дают возможность сравнить полученные результаты с результатами экспериментов,

проведенных на других установках [13, 19, 25]. Лабораторные методы синтеза таких мишеней рассматриваются, например, в [26].

На рис.2,б виден приподнятый над держателем кусочек аэрогеля, дающий представление о прозрачности, однородности и хрупкости получаемых наноструктурированных микрообъектов. Даже одно прикосновение делает образец непригодным для лазерных экспериментов, безнадежно разрушая структуру твердого полимерного вещества, имеющего плотность газа.

## 3. Результаты и их обсуждение

### 3.1. Измерение пропускания лазерного излучения

Измерение временного профиля импульса после прохождения его сквозь мишень из малоплотного аэрогеля проводилось с помощью быстрого фотодиода, расположенного со стороны задней поверхности мишени. Чтобы исключить из сигнала собственное излучение плазмы, перед фотодиодом был установлен фильтр с полосой пропускания 10 нм и центральной длиной волны  $\sim 1064$  нм. Отметим, что в настоящей работе не исследуются такие процессы, как генерация гармоник и другие нелинейные преобразования лазерного излучения в мишени. Для мишеней из аэрогеля с разными плотностью и толщиной калибровка фотодиодов оставалась неизменной. Нами обнаружено, что для мишеней с более высокой линейной плотностью (произведение плотности  $\rho$  на толщину  $h$ ) длительность импульса, прошедшего сквозь мишень, уменьшалась. Так, для мишени с линейной плотностью около  $600\text{--}900$  мг/см<sup>2</sup> длительность импульса составила 360 пс на полувысоте при длительности исходного импульса 680 пс. При увеличении линейной плотности до  $2000$  мг/см<sup>2</sup> (мишень с плотностью  $2$  мг/см<sup>3</sup> толщиной  $1$  мм) происходило дальнейшее уменьшение длительности импульса до 176 пс.

Из рис.3 следует, что пропускание лазерного излучения сквозь мишень зависит в основном от линейной плотности мишени  $\rho h$  и не зависит от плотности вещества мишени. В нашем случае изменений формы переднего фронта импульса для мишеней, имеющих разную исходную плотность, не наблюдалось. При этом задний фронт им-

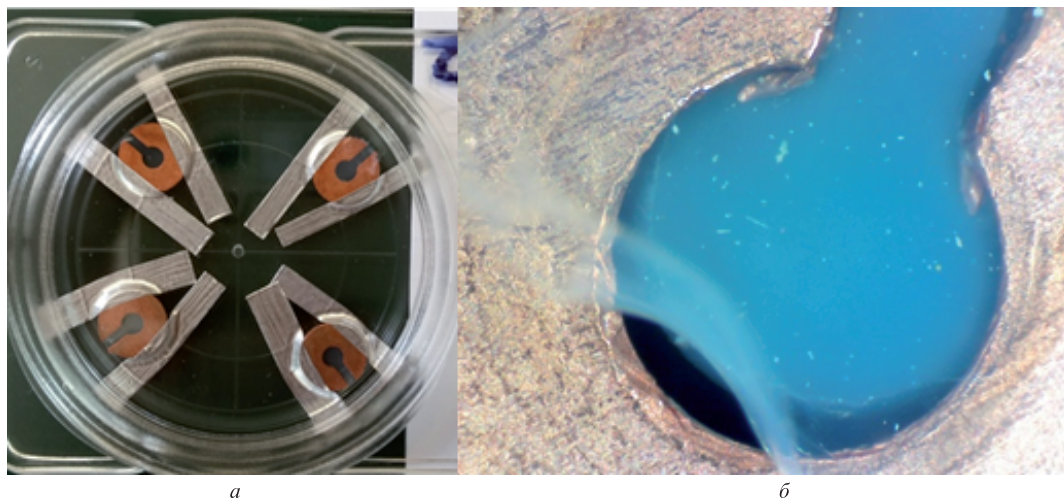


Рис.2. Мишени из ТАЦ с плотностью  $4$  мг/см<sup>3</sup>: подготовленный для транспортировки к лазерной установке герметичный бокс Millipore с четырьмя мишенями на металлизированных креплениях (а) и микрофотография образца пластикового аэрогеля ТАЦ (голубого цвета) внутри шайбы-держателя (б). Цветной вариант рис.2 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

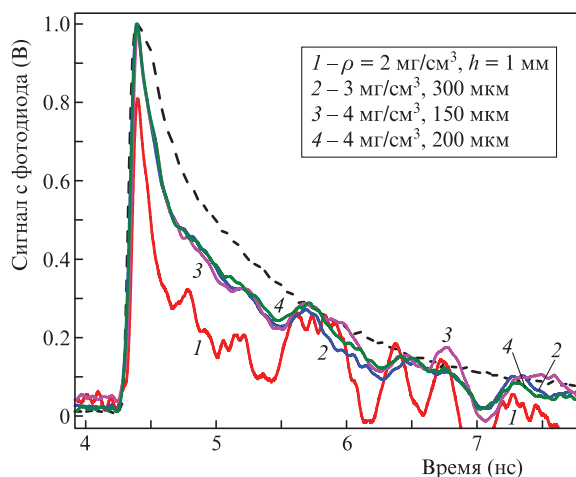


Рис.3. Временные профили лазерных импульсов – прошедшего сквозь малоплотную мишень из ТАЦ с различными плотностью и толщиной (сплошные кривые) и исходного (штриховая кривая). Цветной вариант рис.3 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

пульса заметно сокращается из-за поглощения в мишени. Такое поведение мы объясняем малым временем нарастания переднего фронта импульса из-за конструкции лазерной установки. Это время меньше, чем требуется для достижения всей плазмой критической плотности и, следовательно, для увеличения поглощения в плазме.

### 3.2. Исследование рентгеновского излучения с энергией квантов в несколько килоэлектронвольт

Рентгеновская эмиссия с поверхности мишеней из аэрогеля изучалась при варьировании интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени с фиксированной плотностью либо в зависимости от плотности мишени при энергии лазерного импульса  $W_L = 6.18$  Дж. На рис.4,а представлена зависимость выхода  $Y_X$  рентгеновского излучения от энергии  $W_L$  для спектральных диапазонов 4–16 кэВ и 5–8.3 кэВ. Наблюдаемые зависимости хорошо аппроксимируются степенной функцией  $Y_X = W_L^\gamma$ , где показатель степени  $\gamma$  с точностью 10% составляет 2.3 и 1.8 для диапазонов 4–16 кэВ и 5–8.3 кэВ соответственно. На рис.4,б и в отражено изменение выхода рентгеновского излучения для указанных спектральных диапазонов в зависимости от плотности мишеней\*. Для обоих спектральных диапазонов выход рентгеновского излучения возрастает в 1.4–1.5 раза для пенной мишени с докритической плотностью 2 мг/см<sup>3</sup> по сравнению со случаем мишени со сверхкритической плотностью 10 мг/см<sup>3</sup>. Можно указать две основные причины увеличения выхода рентгеновского излучения для менее плотных мишеней: наличие сверхзвуковых ионизационной и тепловой волн и объемного нагрева мишени, а также отсутствие потерь энергии на гидродинамическое движение ионов. При этом лазерное поглощение в материалах типа аэрогелей зависит от толщины/диаметра волокон образующего их материала и от размеров разделяющего эти волокна свободного промежутка (т.е. от размеров пор).

Длина поглощения вдоль оси лазерного пучка, если его сечение перекрывает расширяющиеся твердые эле-

\* Критическая плотность для мишени из ТАЦ, облучаемой лазерным излучением с длиной волны 1.06 мкм, составляет  $\sim 3$  мг/см<sup>3</sup>.

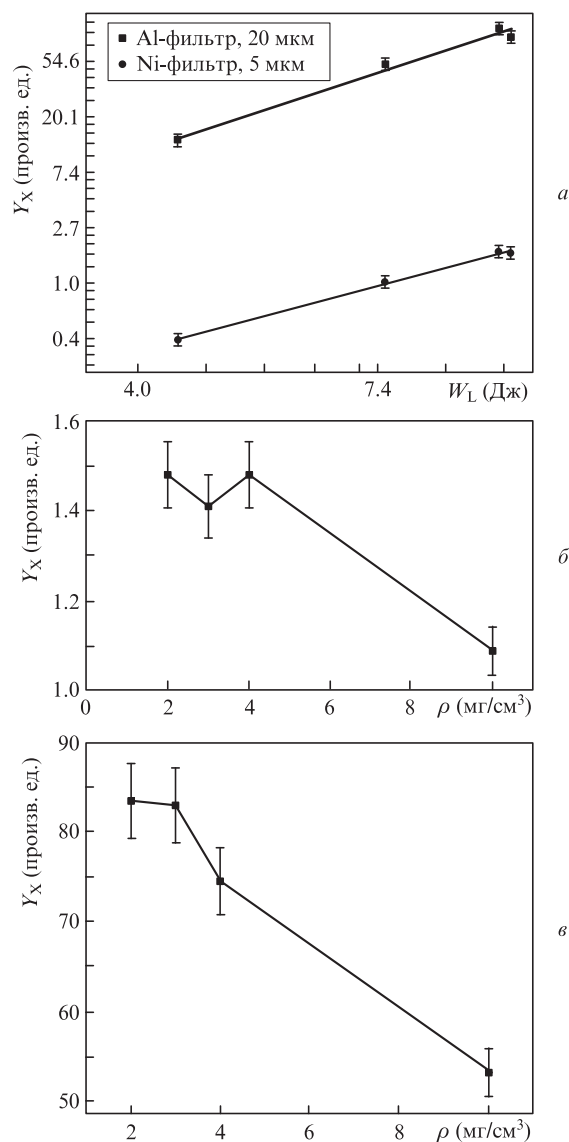


Рис.4. Зависимости выхода жесткого рентгеновского излучения  $Y_X$  от энергии лазерного импульса  $W_L$  для мишени из ТАЦ с плотностью 4 мг/см<sup>3</sup> (а) и от плотности мишени  $\rho$  при энергии лазерного излучения 6.18 Дж в диапазонах 5–8.3 (б) и 4–16 кэВ (в).

менты пространственной сетки мишени, может считаться длиной геометрической прозрачности (это верно до тех пор, пока вследствие расширения отдельных элементов сетки плотность везде не достигнет критической плотности либо не превысит ее). В соответствии с [27] эта длина описывается выражением

$$L_t = \frac{9.2 \times 10^{-8}}{Z} \left(\frac{A}{Z}\right)^2 \frac{T^{3/2}}{\lambda^2 \rho^2}, \quad (2)$$

где  $A$  – атомный номер;  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения в мкм;  $T$  – электронная температура в кэВ;  $\rho$  взято в г/см<sup>3</sup>.

Из формулы (2) видно, что длина поглощения лазерного излучения обратно пропорциональна квадрату плотности пены (плазмы). Так, в случае мишени с докритической плотностью длина прозрачности и, следовательно, объем плазмы, испускающий рентгеновские излучение, оказываются больше, чем для мишеней со сверхкритической плотностью. Излучение, поглощенное в малоплот-



ной плазме, вызывает сильный взрыв, и ионизационная и тепловая волны распространяются со сверхзвуковой скоростью во всех направлениях, создавая большой (почти сферический), светящийся в рентгеновском диапазоне объем. Напротив, в мишенях (или областях) со сверхкритической плотностью геометрическая область прозрачности намного меньше и, следовательно, нагревается малый объем, что приводит к меньшему выходу рентгеновского излучения.

Другой причиной уменьшения рентгеновского выхода для мишеней со сверхкритической плотностью являются потери энергии на гидродинамическое движение ионов. В случае докритической плазмы течение плазмы – сверхзвуковое с момента начала нагрева, никакого гидродинамического движения не происходит и, следовательно, не происходит формирования ударной волны. В случае сверхкритической плазмы образуется гидродинамическая ударная волна, что уменьшает эффективность конверсии лазерной энергии в энергию рентгеновского излучения. В [28] было проведено численное моделирование с использованием одномерного мультигруппового радиационно-гидродинамического кода (RDMG) и подтверждено отсутствие сверхзвуковой и ударной волн в докритической плазме и их формирование в сверхкритической плазме.

### 3.3. Спектроскопия ионного потока из мишеней с малой плотностью

С помощью масс-спектрометра Томсона высокого разрешения и ионных коллекторов было изучено испускание ионов из мишеней разной плотности. Анализ результатов показал, что при неизменной плотности вещества мишени поток ионов возрастает с ростом интенсивности лазерного излучения. На рис.5,а показано изменение ионного потока, зарегистрированного четырьмя ионными коллекторами, в зависимости от интенсивности лазерного излучения в случае мишени с плотностью 4 мг/см<sup>3</sup>. Масштабирующие множители для сигналов с ионных коллекторов, установленных под углами  $\theta = 22.5^\circ, 45^\circ, 63^\circ$  и  $67.5^\circ$  к нормали к мишени, составляли 0.5, 1.04, 1.3 и 0.8 соответственно. Потоки ионов и их тепловые скорости увеличиваются с увеличением плотности вещества мишеней от 2 до 10 мг/см<sup>3</sup> (рис.5,б,в).

Из рис.5 также видно, что для мишеней с малой плотностью сигнал с ионного коллектора, расположенного под углом  $67.5^\circ$  к нормали к мишени, состоит из двух пиков. Расстояние между пиками уменьшается при увеличении плотности мишени (рис.5,в). При плотности мишени 10 мг/см<sup>3</sup> эти пики сливаются в один. Такое поведение может быть связано с тем, что максимальные значения потока ионов и их скорости соответствуют направлению вдоль нормали к поверхности, а при отклонении от нормали эти значения уменьшаются. Два пика на кривых, полученных с помощью ионного коллектора, в основном обусловлены малой плотностью мишени из ТАЦ и соответствуют четко разделенным сигналам быстрых и тепловых ионов в данных условиях [29]. Однако при большой плотности мишени число ионов с различными энергиями велико, и, следовательно, два пика сливаются. В принципе, путем обработки сигналов от мишеней с высокой плотностью эти пики могут быть выделены

Угловые распределения потока ионов и их скоростей для мишеней с разными плотностями при фиксированной

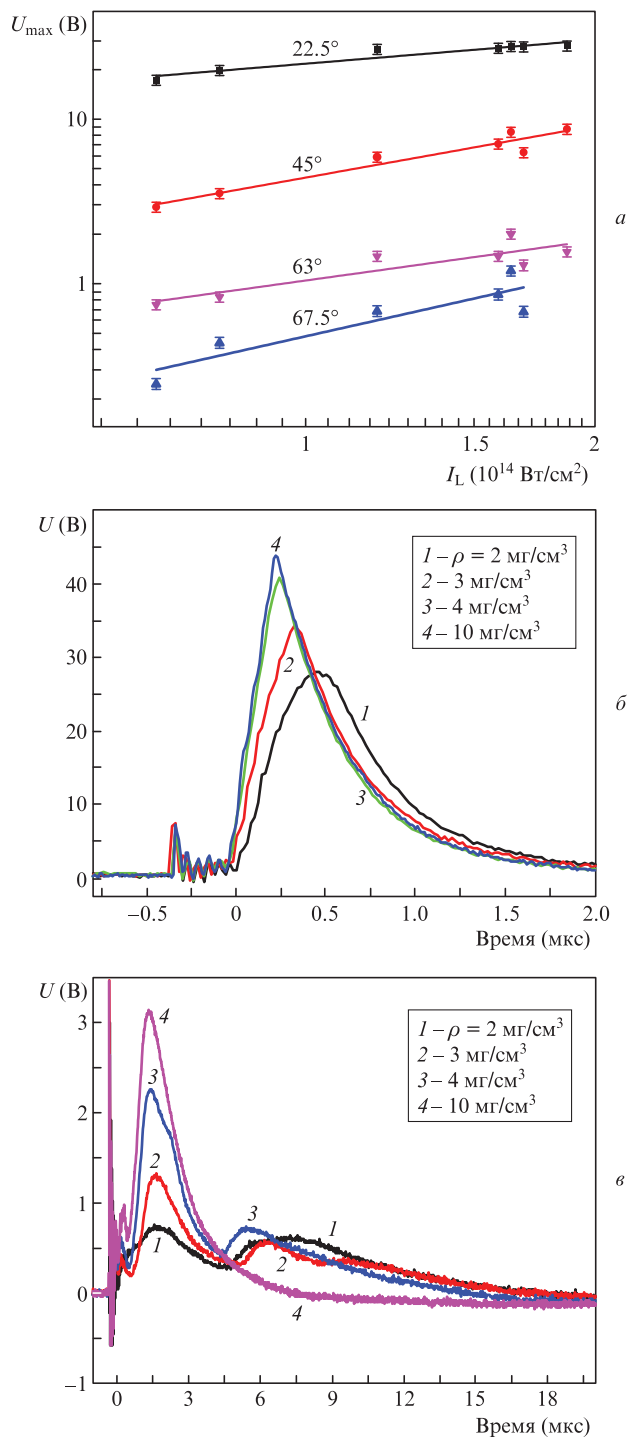


Рис.5. Зависимости амплитуд сигналов с ионных коллекторов  $U_{max}$  от интенсивности лазерного излучения  $I_L$  на поверхности мишени из ТАЦ с плотностью 4 мг/см<sup>3</sup> (а) и ионных сигналов  $U$  от времени для коллекторов, расположенных под углами  $22.5^\circ$  (б) и  $67.5^\circ$  (в), в случае мишеней из ТАЦ с разной плотностью при энергии лазерного излучения  $\sim 4.9$  Дж. Цветной вариант рис.5 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

энергии лазерного импульса (4.9 Дж) показаны на рис.6. Угловое распределение потока ионов  $P$  имеет максимум в направлении нормали к мишени и подчиняется закону  $P(\theta) = P_0 \cos^n \theta$ , где  $P_0$  – поток ионов вдоль нормали. Показатель степени  $n$  с точностью 10% был оценен в 4.1, 3.7, 3.3 и 3.0 для мишеней с плотностью 2, 3, 4 и 10 мг/см<sup>3</sup> соответственно.

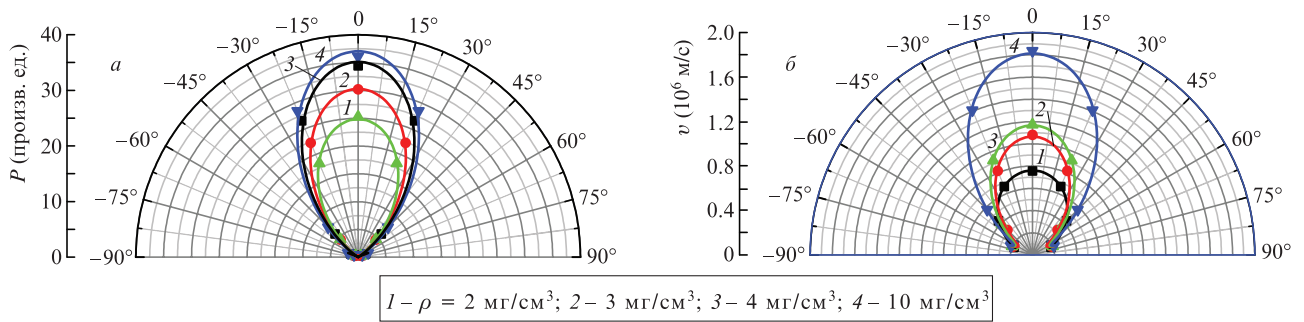


Рис.6. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) угловые распределения потока ионов  $P$  (а) и их скоростей  $v$  (б) для мишеней из ТАЦ с различной плотностью при энергии лазерного излучения  $\sim 4.9$  Дж.

Угловое распределение скоростей ионов, показанное на рис.6,б, имеет приблизительно изотропный характер для мишеней с докритической плотностью, тогда как поток ионов здесь меньше, чем для мишеней со сверхкритической плотностью. Этот факт также подтверждает предложенное выше объяснение для взрывного процесса, который приводит к сверхзвуковой тепловой волне, распространяющейся во всех направлениях, в то время как поглощение лазерного излучения происходит на глубине геометрической прозрачности. Похожее наблюдение было сделано в процессе предыдущих исследований с мишенями из ТАЦ [19], где из имевшихся теневых картин для мишеней с разной плотностью (от 2 до 50 мг/см<sup>3</sup>) изотропное расширение плазмы имеет место для мишеней с докритическими плотностями (т.е. для этих мишеней поперечный размер плазмы, так же как и ее продольный раз-

мер, в несколько раз больше размера фокального пятна лазерного излучения на поверхности мишени).

Масс-спектрометр Томсона применялся для измерения спектров ионов углерода и кислорода. На рис.7 показаны изображения зарегистрированных спектров для мишеней с различной плотностью. Из рис.8,а,б, на котором представлены рассчитанные по этим изображениям спектры ионов, видно, что поток высокоэнергетичных ионов увеличивается с увеличением плотности мишени. Например, спектры ионов углерода  $C^{5+}$  и кислорода  $O^{6+}$  уширяются при сохранении неизменным общего потока этих ионов с увеличением плотности мишени. Отметим, что та же зависимость наблюдается для сигналов с ионных коллекторов (см.рис.5).

Причиной малых потоков и низких скоростей ионов для мишеней с докритической плотностью может быть

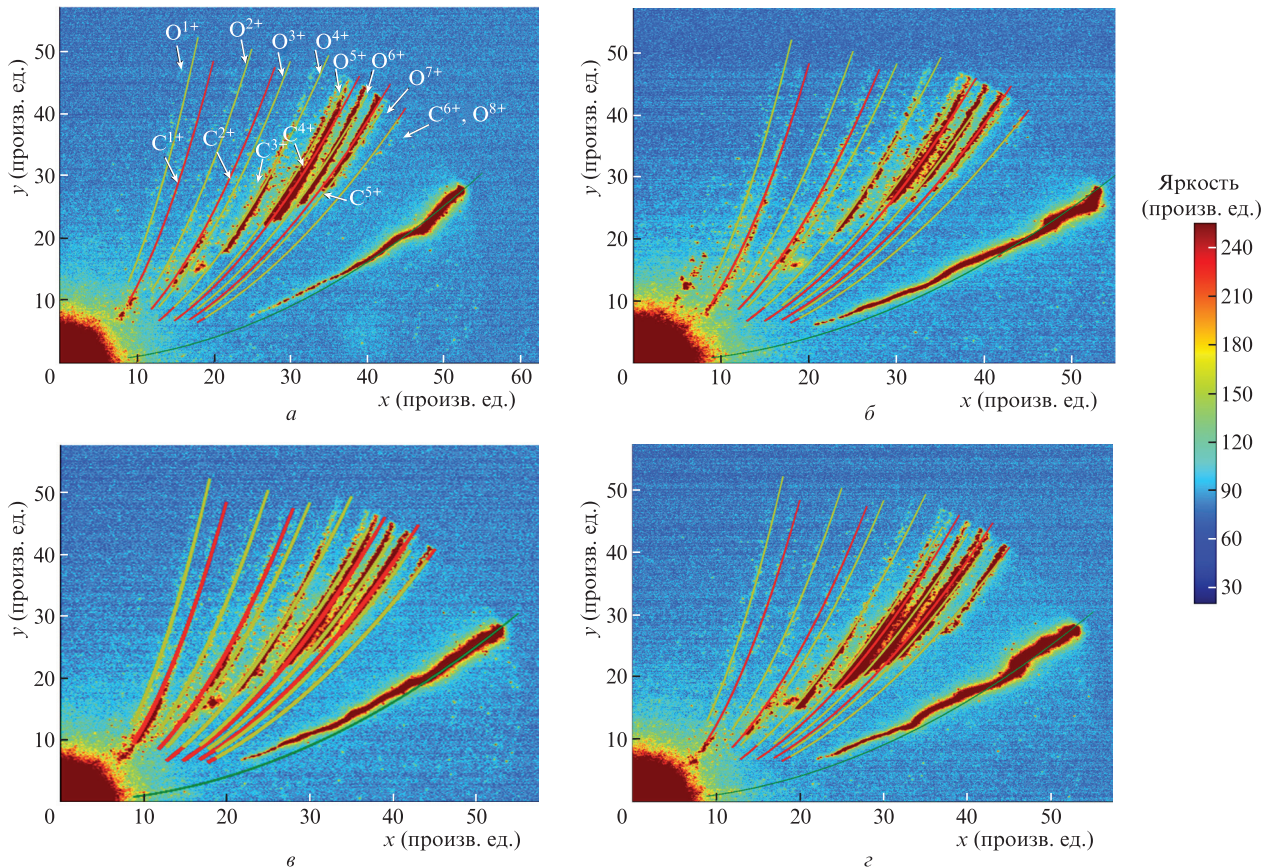


Рис.7. Изображения, полученные с помощью масс-спектрометра для мишеней из ТАЦ с плотностью 2 (а), 3 (б), 4 (в) и 10 мг/см<sup>3</sup> (г), с наложенными на них расчетными кривыми для ионов кислорода (желтые кривые) и углерода (красные кривые) при энергии лазерного излучения  $\sim 4.9$  Дж. Цветной вариант рис.7 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

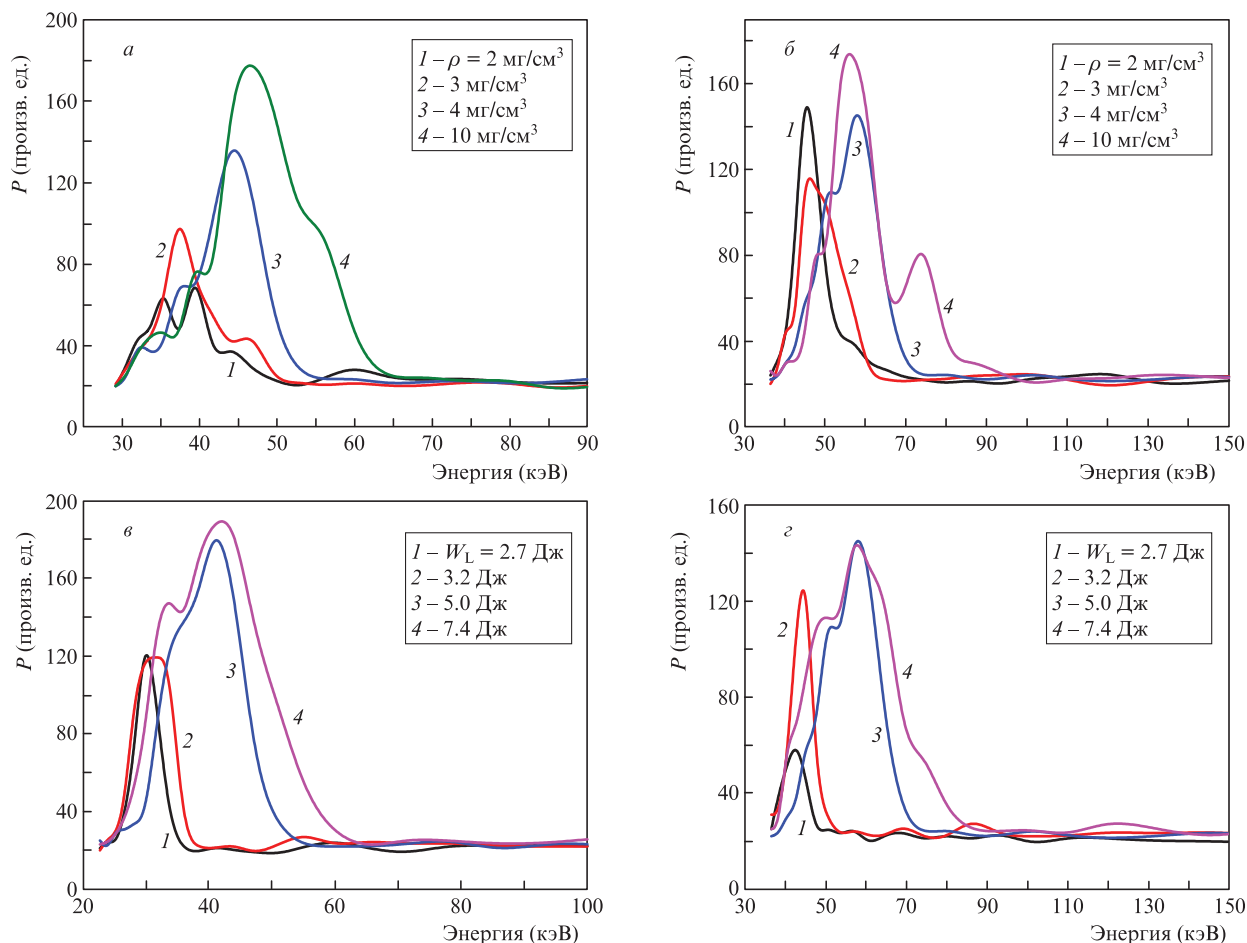


Рис.8. Энергетические спектры ионов  $C^{5+}$  (а) и  $O^{6+}$  (б) для мишеней из ТАЦ с различной плотностью при энергии лазерного излучения  $\sim 4.9$  Дж, а также ионов  $C^{4+}$  (в) и  $O^{5+}$  (г) для мишеней из ТАЦ с плотностью  $4 \text{ мг/см}^3$  для разных энергий лазерного излучения  $W_L$ . Цветной вариант рис.8 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

то, что плазма прогревается под действием лазерного излучения со сверхзвуковой скоростью и равномерно, что приводит к подавлению передачи поглощенной энергии в гидродинамическое движение ионов. В случае мишеней со сверхкритической плотностью нагрев вещества происходит с дозвуковой скоростью, ионы получают энергию для гидродинамического движения, что и влияет на их энергетический спектр и поток.

Влияние энергии лазерного излучения на спектр энергий ионов  $C^{4+}$  и  $O^{5+}$  для мишеней с плотностью  $4 \text{ мг/см}^3$  показаны на рис.8, в и г. При увеличении энергии лазерного импульса поток ионов возрастает и максимум спектра ионов смещается в область их высоких энергий.

#### 4. Заключение

В настоящей статье описаны результаты экспериментов по взаимодействию импульсов лазерного излучения с умеренной интенсивностью (30 Дж, 500 пс) на длине волны 1064 нм с аэрогелевыми мишенями из ТАЦ с плотностью от докритической до плотности, в три раза превышающей критическую. Изучались такие характеристики, как коэффициент пропускания лазерного излучения, выход рентгеновского излучения с энергией квантов в несколько килоэлектронвольт и испускание ионов из плазмы. Проанализировано влияние плотности мишеней и интенсивности лазерного излучения на эти характеристики. Показано, что длительность и амплитуда прошедше-

го лазерного импульса уменьшаются с ростом линейной плотности мишени. Так, длительность импульса уменьшалась от 680 пс (FWHM) до 360 пс после прохождения сквозь мишени с линейной плотностью около  $600\text{--}900 \text{ мг/см}^2$  и до 176 пс в случае мишени с линейной плотностью около  $2000 \text{ мг/см}^2$  (плотность  $\rho = 2 \text{ мг/см}^3$ , толщина  $h = 1000 \text{ мкм}$ ). Обнаружено, что воздействие лазерного импульса на мишень с докритической плотностью обуславливает более жесткое рентгеновское излучение, чем в случае воздействия на мишень со сверхкритической плотностью. Это может быть связано со сверхзвуковым и объемным нагревом мишеней с докритической плотностью тепловой волной, а также с отсутствием существенных потерь энергии на гидродинамическое движение ионов. Анализ эмиссии ионов выявил возрастание ионного потока и сдвиг энергетического спектра ионов в сторону больших энергий для мишеней со сверхкритическими плотностями.

Авторы благодарят С.М.Шарма и Н.К.Сахоо (BARC), а также сотрудников Лаборатории термоядерных мишеней ФИАНа за постоянную поддержку. Авторы признательны Шри Ц.Ж. Мурали, Шри Д.С. Мунда, Ритеш Сабле и Кришна Бангре за поддержание функционирования лазерной системы и обеспечение сбора данных во время эксперимента.

Авторы из Индии благодарны Департаменту науки и технологии (DST) за поддержку и возможность выполнения экспериментов. Авторы из ФИАНа благодарны РФФИ (грант № 15-52-45116) за поддержку работы.



1. Marshall F.J., Oertel J.A. *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 735 (1997).
2. Förster E., Gäbel K., Uschmanna I. *Laser Part. Beams*, **9**, 135 (1989).
3. Chaker M., Pepin H., Bateau V., Lafontaine B., Toubhans I., Fabbro R., Faral B. *J. Appl. Phys.*, **63** (3), 892 (1988).
4. Lewis C.L.S., McGlinchey J. *Opt. Commun.*, **53** (3), 179 (1985).
5. Miaja-Avila L., O'Neil G.C., Uhlig J., Cromer C.L., Dowell M.L., Jimenez R., Hoover A.S., Silverman K.L., Ullom J.N. *Structural Dynamics*, **2** (2), 024301 (2015).
6. Rossall A.K., Gartside L.M.R., Chaurasia S., Tripathi S., Munda D.S., Gupta N.K., Dhareshwar L.J., Gaffney J., Rose S.J., Tallents G.J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **43** (15), 155403 (2010).
7. Andreev A.A., Limpouch J., Iskakov A.B., Nakano H. *Phys. Rev. E*, **65** (2), 026403 (2002).
8. Chaurasia S., Murali C.G., Munda D.S., Gupta N.K., Dhareshwar L.J. *J. Appl. Phys.*, **103**, 13307 (2008).
9. Chaurasia S., Tripathi S., Leshma P., Murali C.G., Pasley J. *Opt. Commun.*, **308**, 169 (2013).
10. Fiedorowicz H., Bartnik A., Jarocki R., Rakowski R., Szczurek M. *Appl. Phys. B*, **70**, 305 (2000).
11. Mahdiah M.H., Fazeli R., Tallents G.J. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **42** (12), 125602 (2009).
12. Rajeev P.P., Taneja P., Ayyub P., Sandhu A.S., Ravindra Kumar G. *Phys. Rev. Lett.*, **90** (11), 115002 (2003).
13. Borisenko N.G., Akimova I.V., Gromov A.I., Khalekov A.M., Merkuliev Yu.A., Kondrashov V.N., Limpouch J., et al. *Fusion Sci. Technol.*, **49** (4), 676 (2006).
14. Benocci R., Batani D., Dezulian R., Redaelli R., Lucchini G., Canova F., Stabile H., et al. *Phys. Plasmas*, **16** (1), 012703 (2009).
15. Hall T., Batani D., Nazarov W., Koenig M., Benuzzi A. *Laser Part. Beams*, **20** (2), 303 (2002).
16. Benuzzi A., Koenig M., Krishnan J., Faral B., Nazarov W., Temporal M., Batani D., et al. *Phys. Plasmas*, **5** (8), 2827 (1998).
17. Canaud B., Fortin X., Garaude F., Meyer C., Philippe F., Temporal M., Atzeni S., Schiavi A. *Nuclear Fusion*, **44** (10), 1118 (2004).
18. Fournier K.B., Satcher J.H., May M.J., Poco J.F., Sorce C.M., Colvin J.D., Hansen S.B., et al. *Phys. Plasmas*, **16** (5), 052703 (2009).
19. Chaurasia S., Leshma P., Murali C.G., Borisenko N.G., Munda D.S., Orekhov A., Gromov A.I., Merkuliev Yu.A., Dhareshwar L.J. *Opt. Commun.*, **343**, 1 (2015).
20. Remington B.A., Kane J., Drake R.P., Glendinning S.G., Estabrook K., London R., Castor J., et al. *Phys. Plasmas*, **4** (5), 1994 (1997).
21. Remington B.A., Drake R.P., Takabe H., Arnett D. *Phys. Plasmas*, **7** (5), 1641 (2000).
22. Klein R.I., Budil K.S., Perry T.S., Bach D.R. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **127** (2), 379 (2000).
23. Dong Y., Zhang Lu, Yang J., Shang W. *Phys. Plasmas*, **20** (12), 123102 (2013).
24. Chaurasia S., Kaur C., Rastogi V., Poswal A.K., Munda D.S., Bhatia R.K., Nataraju V. *J. Instrum.*, **11** (8), P08004 (2016).
25. Borisenko N.G., Khalekov A.M., Kmetik V., Limpouch J., Merkuliev Yu.A., Pimenov V.G. *Fusion Sci. Technol.*, **51**, 655 (2007).
26. Пименов В.Г., Шевелева Е.Е., Сахаров А.М. *Приборы и техника эксперимента*, № 2, 156 (2016).
27. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **111** (3), 903 (1997).
28. Xu Y., Zhu T., Li S., Yang J. *Phys. Plasmas*, **18** (5), 053301 (2011).
29. Wolowski J., Badziak J., Boody F.P., Hora H., Hnatowicz V., Jungwirth K., Krása J., Láska L., Parys P., Pecina V. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **44** (7), 1277 (2002).