

## Ионография наноструктур с помощью лазерной плазмы кластерных мишеней

А. Я. Фаенов<sup>+\*1)</sup>, Т. А. Пикуз<sup>+\*</sup>, И. Фукуда<sup>+</sup>, М. Кандо<sup>+</sup>, Х. Котаки<sup>+</sup>, Т. Хомма<sup>+</sup>, К. Кавасае<sup>+</sup>, Т. Камешима<sup>+</sup>,  
А. Пирожков<sup>+</sup>, А. Иого<sup>+</sup>, М. Тампо<sup>+</sup>, М. Мори<sup>+</sup>, Х. Сакаки<sup>+</sup>, И. Хаяши<sup>+</sup>, Т. Накамура<sup>+</sup>, С. А. Пикуз мл.\*,  
В. Карташев\*, И. Ю. Скобелев\*, А. Джульетти<sup>∇</sup>, Ч. А. Чечетти<sup>∇</sup>, А. С. Болдарев<sup>□</sup>, В. А. Гасилов<sup>□</sup>,  
А. И. Магунов<sup>△</sup>, С. Кар<sup>°</sup>, М. Боргези<sup>°</sup>, П. Болтон<sup>+</sup>, Х. Дaido<sup>+</sup>, Т. Тажима<sup>+</sup>, И. Като<sup>▲</sup>, С. В. Буланов<sup>+△</sup>

<sup>+</sup> *Kansai Photon Science Institute JAEA, Kizugawa-city, Kyoto 619-0215, Japan*

<sup>\*</sup> *Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

<sup>∇</sup> *ILLI-Istituto per i Processi Chimico-Fisici CNR, 56124 Pisa, Italy*

<sup>□</sup> *Институт математического моделирования РАН, Москва, Россия*

<sup>△</sup> *Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

<sup>°</sup> *The Queen's University of Belfast, Belfast BT7 INN, United Kingdom*

<sup>▲</sup> *The Graduate School for the Creation of New Photonics Industries, Hamamatsu, Japan*

Поступила в редакцию 6 апреля 2009 г.

Показано, что фемтосекундная лазерная плазма кластерных мишеней является практически изотропным источником быстрых ионов, что делает возможным его использование для построения ионографических изображений с большим полем зрения. Получено пространственное разрешение ионографических изображений не хуже 600 нм, что соответствует уникально высокому значению отношения (поле зрения)/(разрешающая способность)  $\approx 10^5$ . Использование потоков ионов с энергией 100–300 кэВ обеспечивает чувствительность метода к толщине образца не хуже 100 нм даже в случае образцов, состоящих из легких химических элементов (С, Н). Предлагаемый метод может быть использован для построения изображений мало контрастных биологических объектов, тонких пленок, мембран и других наноструктурированных объектов.

PACS: 07.77.Ka, 32.30.Rj, 52.38.Kd

1. На сегодняшний день все большую актуальность приобретает создание методов и средств получения изображений мало контрастных объектов с субмикронным пространственным разрешением. В частности, такие методы жизненно необходимы для дальнейшего развития наноиндустрии, обеспечения метрологической базы и контроля выпускаемой продукции. Вообще говоря, эти методы могут использоваться для построения изображений потоки частиц как с нулевой (радиография), так и с ненулевой (ионография) массой покоя. В обоих случаях частицы должны быть достаточно энергетичны, так чтобы исследуемый объект был для них полупрозрачен. В случае радиографии образцов толщиной порядка единиц микрон энергии фотонов могут лежать в области 100–1000 эВ, а в случае ионографии энергии ускоренных ионов должны составлять сотни кэВ, причем в обоих случаях энергии, вообще говоря, должны расти

при увеличении толщины (поглощающей способности) исследуемого объекта.

До самого последнего времени использование радиографических и ионографических методов исследования микро- или нано-объектов требовало применения экспериментальных установок огромного масштаба и стоимости – синхротронов в первом случае, или тяжелоионных ускорителей – во втором. Однако синхротронные источники для задач радиографии могут быть успешно заменены компактными фемтосекундными лазерами, поскольку при взаимодействии коротких лазерных импульсов с веществом генерируются достаточно мощные потоки рентгеновского и ВУФ излучений (см., например, [1–5]). Аналогично, недавно в работах [6–9] было показано, что лазерная плазма является также источником быстрых протонов и может применяться для получения протонографических изображений микрообъектов. В настоящей работе предлагается развить данный подход и использовать фемтосекундную лазерную плаз-

<sup>1)</sup> e-mail: anatolyf@hotmail.com

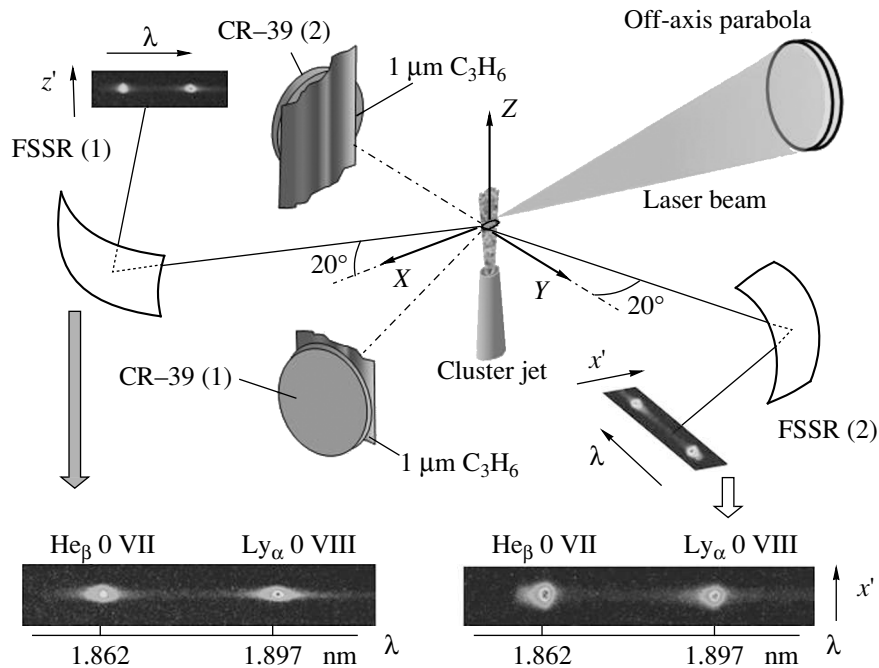


Рис.1. Схема эксперимента. Фемтосекундный лазерный импульс фокусируется в газоплазменные кластеры, образующиеся в сверхзвуковой газовой струе. Параметры образующейся плазмы измеряются рентгеновскими ФСПР спектрометрами под двумя углами наблюдения. Пленочные детекторы быстрых ионов CR-39 находятся в контакте с задней поверхностью исследуемых образцов

му кластерных мишеней как источник быстрых ионов для построения ионографических изображений слабоконтрастных объектов.

Известно, что лазерная плазма является источником ионов, обладающих высокой кинетической энергией направленного движения. Многочargedные ионы с энергиями вплоть до мегаэлектронвольт регистрировались в нано- и пикосекундной лазерной плазме твердотельных мишеней [10–16] при плотностях потока нагревающего лазерного импульса  $10^{14}–10^{16} \text{ Вт/см}^2$ . Наиболее перспективным сейчас представляется использование фемтосекундных лазерных импульсов в сочетании с кластерными мишенями [17], обеспечивающими более эффективное поглощение энергии лазерного импульса по сравнению со сплошными мишенями, и, тем самым, позволяющими значительно понизить требования к параметрам лазерных установок, используемых для генерации быстрых ионов. Ранее было показано, что возможная самофокусировка лазерного импульса в кластерной мишени позволяет ускорять ионы до мегаэлектронвольтных энергий даже при использовании не слишком мощных фемтосекундных лазеров [18].

Отметим, что в ионографии очень важной задачей является обеспечение большого поля зрения, для чего необходимо использовать источник ионов,

изотропный в широком диапазоне углов излучения. Из общих физических соображений следует, что такую изотропную генерацию быстрых ионов следует ожидать как раз при применении кластерных мишеней. Эксперименты, проведенные в настоящей работе, полностью подтвердили данную гипотезу.

Наилучший контраст ионографического изображения будет обеспечен тогда, когда длина пробега зондирующих ионов в исследуемом веществе незначительно превышает ожидаемую толщину образца. При понижении энергии фемтосекундного лазерного импульса до 0.1 Дж (плотности потока порядка  $10^{16} \text{ Вт/см}^2$ ) происходит уменьшение энергии ускоренных ионов до сотен кэВ. Таким образом, при переходе к использованию менее мощных лазерных установок и по мере уменьшения средней энергии зондирующих ионов создаются оптимальные условия для исследования и получения изображения образцов крайне малой толщины, таких как микро- и нано- фольги и мембраны. Поскольку сечения поглощения ускоренных ионов в исследуемом веществе обратно пропорциональны квадрату заряда ионов, то ионы с большими зарядами обладают заметным преимуществом при построении изображений этих объектов, в то время как для получения изображений объектов значительной толщины наиболее удобны потоки протонов [8].

2. Экспериментальные исследования проводились в Kansai Photon Science Institute JAEA, Япония, на установке JLITE-X. Импульс Ti:Sapph-лазера длительностью 36 фс и энергии 120 мДж фокусировался параболическим зеркалом в пятно диаметром 50 мкм, что обеспечивало интенсивность лазерного излучения в пятне фокусировки  $2 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Мишень представляла собой газовые кластеры, создаваемые путем впрыскивания сверхзвуковой струи газа под давлением в 60 бар в вакуум через специально разработанное сопло. Газовая струя представляла собой смесь 90% He + 10% CO<sub>2</sub>, обеспечивающую образование CO<sub>2</sub>-кластеров с размерами 0.5 мкм. Лазерный импульс фокусировался на оси струи на расстоянии 1.5 мм от сопла (см. рис.1). Для измерения параметров образующейся лазерной плазмы, а также энергетического и зарядового распределений образующихся быстрых ионов, использовались фокусирующие рентгеновские спектрометры, установленные на расстоянии 220 мм от мишени во взаимно перпендикулярных направлениях (см. рис.1). В спектрометрах в качестве диспергирующего элемента использовались сферически изогнутые кристаллы слюды, работающие в первом порядке отражения и настроенные на наблюдение He $\beta$  и Ly $\alpha$  линий He- и H-подобных ионов кислорода. В качестве детектора для регистрации спектров использовалась рентгеновская CCD камера, защищенная от видимого и ультрафиолетового излучений двумя слоями полипропилена толщиной 1 мкм, покрытых слоем 0.1 мкм алюминия каждый.

Сгенерированные в плазме быстрые ионы проходили через изображаемый объект и поглощались в полимерной дозиметрической пленке CR-39, расположенной в контакте с задней поверхностью объекта. Исследуемые объекты крепились на расстоянии 140 и 160 мм от мишени под разными углами к оси лазерного пучка, как это показано на рис.1. Процесс поглощения сопровождается образованием латентных треков в полимере. При последующем химическом травлении пленки CR-39 латентный трек от каждой из поглощенных быстрых частиц проявляется в виде канала с поперечными размерами менее 0.2 мкм и продольными размерами порядка 1 мкм, зависящими от энергии быстрой частицы. После процедуры травления изображение получившейся пористой структуры регистрируется в оптическом микроскопе с подсветкой в видимом диапазоне. В результате, на поверхности дозиметрической пленки каждый единичный трек отображается в виде одной-двух дифракционных концентрических полос с поперечным размером порядка длины волны подсветки 0.5 мкм. Эта вели-

чина и определяет предел разрешающей способности предлагаемой измерительной методики.

Проведенные рентгеновские измерения, примеры которых приведены на рис.1 и 2, показали, что в рассматриваемом плазменном источнике происходит ускорение H- и He-подобных ионов углерода C V, VI и кислорода O VII, VIII до энергий порядка 100–200 кэВ, а ускоренные ионы гелия практически отсутствуют. На рис.2а приведен пример спек-

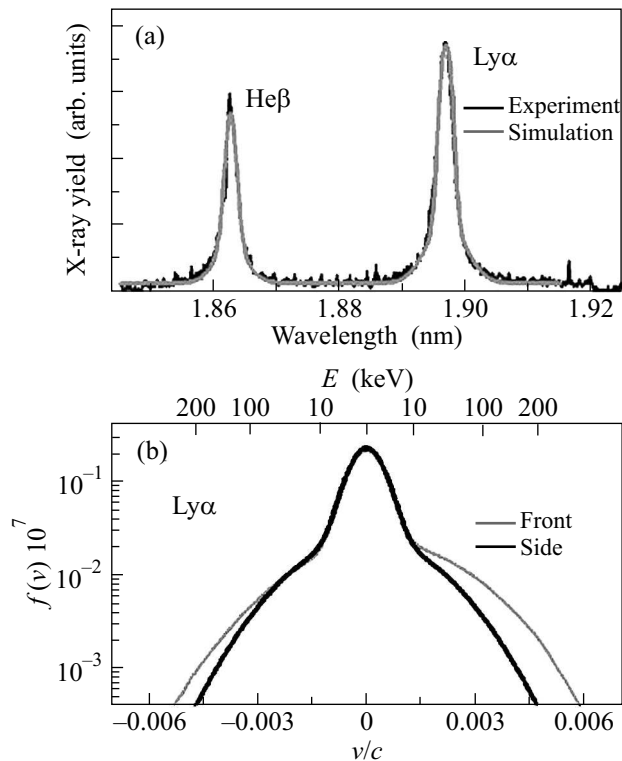


Рис.2. (а) Спектры излучения многозарядных ионов кислорода в составе CO<sub>2</sub>-кластеров и их численное моделирование. (б) Измеренное энергетическое распределение излучающих H-подобных ионов кислорода, ускоренных в фемтосекундной лазерной плазме вдоль и перпендикулярно распространению лазерного излучения

ра излучения ионов кислорода в окрестности He $\beta$  и Ly $\alpha$  линий. Серая сплошная кривая – результат аппроксимации центральной части линий и их ближних крыльев с использованием следующего модельного выражения для интенсивности излучения в линиях [19–21]:

$$I(\lambda) = \sum_j A_j \{S_j(\lambda) + B_j(\lambda) + R_j(\lambda)\} N_j,$$

$$B_j(\lambda) = b_j \exp[-(\lambda - \lambda_j)^2 / \Delta\lambda_{b,j}^2] \theta(\lambda_j - \lambda), \quad (1)$$

$$R_j(\lambda) = r_j \exp[-(\lambda - \lambda_j)^2 / \Delta\lambda_{r,j}^2] \theta(\lambda - \lambda_j),$$

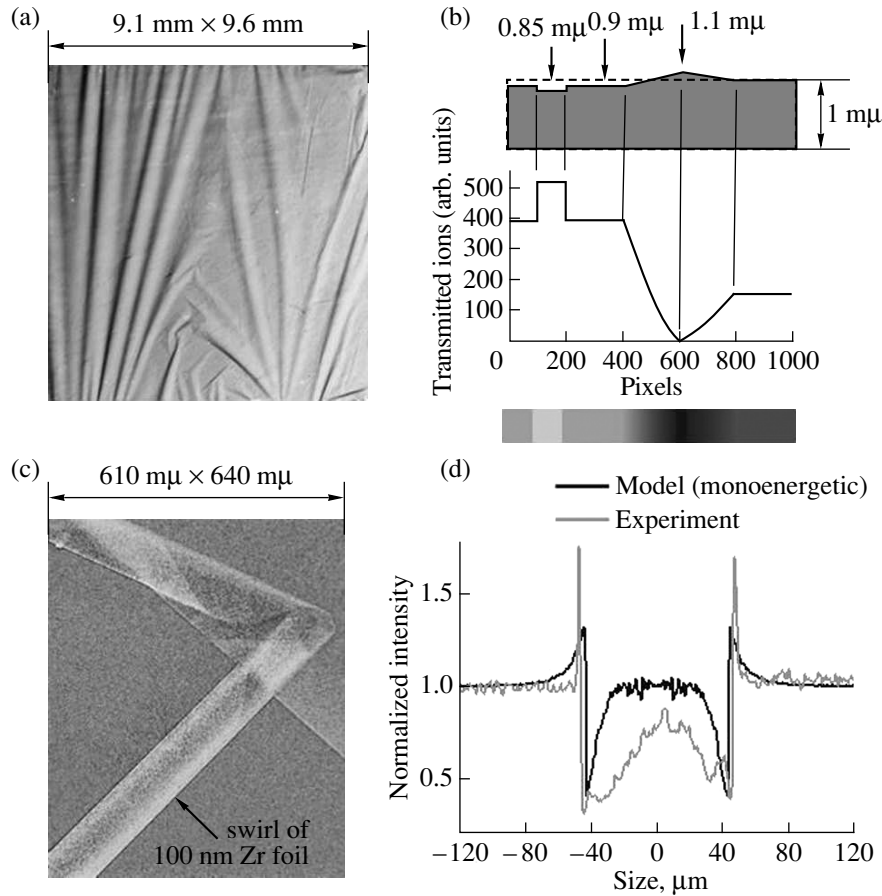


Рис. 3. (а) Изображение полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм, полученное методом ионографии. (б) Моделирование поглощения ионов углерода с энергией 250 кэВ в складках пленки демонстрирует чувствительность метода к изменению толщины образца на 0.1–0.15 мкм. (с) Изображение 100 нм циркониевой пленки, свернувшейся в трубку диаметром 90 мкм. (д) Моделирование поглощения ионов кислорода с энергией 320 кэВ в 100 нм циркониевой трубке

где  $A_j$  и  $\lambda_j$  – радиационная вероятность и длина волны перехода в линии  $j$ , соответственно;  $\Delta b_j = \lambda_j(2kT_{b,j}/M)^{1/2}/c$ ,  $\Delta r_j = \lambda_j(2kT_{r,j}/M)^{1/2}/c$  – доплеровские ширины для синего и красного крыльев линии  $j$ , соответственно;  $T_{b,j}$ ,  $T_{r,j}$  – эффективные температуры ионов,  $M$  – масса иона;  $\theta(x)$  – ступенчатая функция ( $\theta(x \geq 0) = 1$ ,  $\theta(x < 0) = 0$ );  $N_j$  – заселенность верхнего уровня для перехода  $j$ ;  $S_j(\lambda)$  – спектральная функция для центральной части линии  $j$ , вычисляемая с учетом штарковского и доплеровского уширения по формуле

$$S_j(\lambda) = \sqrt{\pi} \Delta \lambda_j \sum_{\alpha} \int W(E, N_e) \gamma_{j,\alpha}(E) \times \exp[-(\lambda - \lambda_{j,\alpha}(E))^2 / \Delta \lambda_j^2] dE, \quad (2)$$

где  $W(E, N_e)$  – функция распределения напряженности ионного микрополя  $E$ ,  $\gamma_{j,\alpha}(E) = A_{j,\alpha}(E)/A_j$  и  $\lambda_{i,\alpha}(E)$  – коэффициент ветвления радиационной вероятности и длина волны перехода для штарковской компоненты линии  $j$ , соответственно;

$\Delta \lambda_j = \lambda_j(2kT_i/M)^{1/2}/c$  – доплеровская полуширина линии для “тепловых” ионов с температурой  $T_i$ . При электронной плотности ниже критической вклад ударного уширения линий  $He\beta$  и  $Ly\alpha$  мал. Расчет проводился в приближении линейного штарковского сдвига с использованием функции распределения микрополя, учитывающей дебаевское экранирование и ионные корреляции. Поскольку функция распределения быстрых ионов по скоростям может быть анизотропной, то в выражении (1) для ее аппроксимации в областях  $v$  и  $-v$  ( $v$  – составляющая скорости иона в направлении наблюдения) использованы максвелловские функции с различными значениями температур  $T_{b,j}$  и  $T_{r,j}$ , соответственно.

Наблюдаемые относительные интенсивности линий, определяемые их центральными областями, моделируются расчетом их ширин и заселенностей уровней (по стационарной ударно-излучательной кинетической модели), что позволяет оценить значения  $N_e$ ,  $T_e$  и  $T_i$ . При этом ближние крылья линий

(синее и красное) аппроксимируются вкладами экспоненциальных слагаемых в (1) подбором значений эффективных температур ионов  $T_{b,j}$  и  $T_{r,j}$ , а также весовых множителей  $b_j$  и  $r_j$ . Чувствительность формы линий к значениям параметров достаточно высока, чтобы говорить об их надежности на уровне 10–20%. Для описания далеких крыльев, определяемые вкладом в интенсивность излучения от быстрых ионов, использовались аналогичные экспоненциальные зависимости, характеризуемые температурой  $T_{f,b,j}$  и  $T_{f,r,j}$ . В результате были получены энергетические распределения многозарядных ионов кислорода (рис.2b), по двум направлениям наблюдения – продольно и перпендикулярно оси падения лазерного излучения. Из рис.2b видно, что распределение генерируемых быстрых ионов, вообще говоря, является анизотропным. Однако в направлении, перпендикулярном к оси лазерного пучка, эта анизотропия практически не проявляется в достаточно широком телесном угле. Так что для задач ионографии наиболее подходящим является второе из показанных на рис.1 положений объекта и детектора. Энергии ионов достигают значений порядка 250 кэВ, что достаточно для проникновения в образцы на глубину порядка 1 мкм. Это означает, что созданный источник применим для построения изображений тонких пленок, мембран и других малоcontrastных структур.

3. Были проведены эксперименты, позволяющие определить степень изотропности пучка быстрых ионов, генерируемых в кластерной плазме, чувствительность получаемых ионографических изображений к вариациям в толщине исследуемого объекта и достигаемое пространственное разрешение. Для исследования изотропности потока ионов и чувствительности предлагаемого метода к толщине образца были получены радиографические изображения полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм (см рис.3а). Изображение всей диагностируемой области, представленное на рисунке слева вверху, демонстрирует практически равномерную среднюю интенсивность засветки всей области размером  $35 \times 38 \text{ мм}^2$ . Такое же изображение было одновременно зарегистрировано и на втором детекторе, расположенном перпендикулярно к первому. Линейные протяженные структуры, видимые на рис.3а, соответствуют складкам и волнам, образовавшимся при закреплении тонкой пленки в держателе мишени. Отметим также, что на изображении хорошо разрешены отдельные вкрапления и участки неоднородности по плотности и толщине пленки, имеющие поперечные размеры в диапазоне от 1 до нескольких десятков мкм. На рис.3с

представлено изображение 100 нм циркониевой пленки, свернувшейся в виде трубок с диаметром 90 мкм, которое показывает, что предложенный ионографический метод позволяет четко разрешить изменение толщины образца на 100 нм.

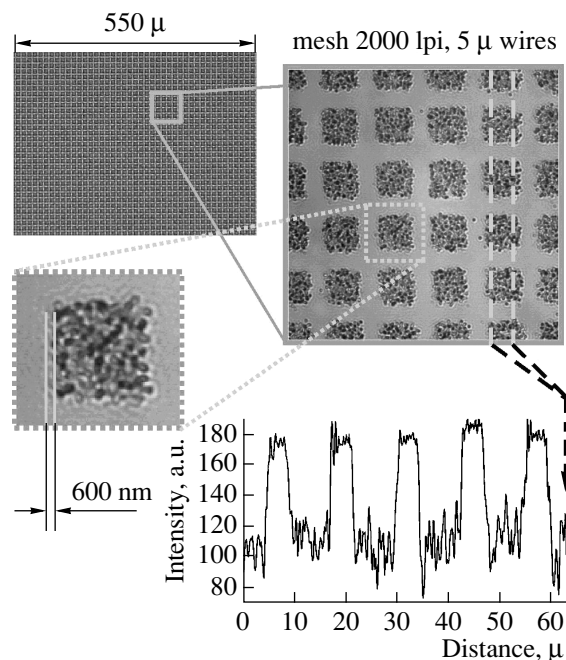


Рис.4. Ионографическое изображение тестового объекта – сетки 2000 lpi из металлической проволоки толщиной 5 мкм, демонстрирующее наличие пространственного разрешения не хуже 600 нм и высокого контраста изображения

Результаты моделирования ионографических изображений складок на полипропиленовой пленке толщиной 1 мкм и цилиндрических трубок из циркониевой фольги толщиной 100 нм показано на рис.3b,d. Использовался код MPRM [22], основанный на пакете SRIM и использующий метод Монте-Карло [23]. Складки на полипропилене моделировались как изменение толщины пленки в диапазоне 100–150 нм, а ионный пучок предполагался параллельным и моноэнергетичным (ионы углерода, энергия 250 кэВ). В случае циркониевых трубок двумерные сечения моделировались для пучка ионов кислорода с энергией 320 кэВ согласно методике, описанной в [24]. Как видно из рис.3, в обоих случаях имеется хорошее качественное согласие экспериментальных и теоретических данных. Более того, для циркониевых трубок диаметром 90 мкм и толщиной 100 нм согласие является не только качественным, но и количественным, что позволяет использовать рассматриваемый метод ионографии для диагностики наноструктурированных объектов.

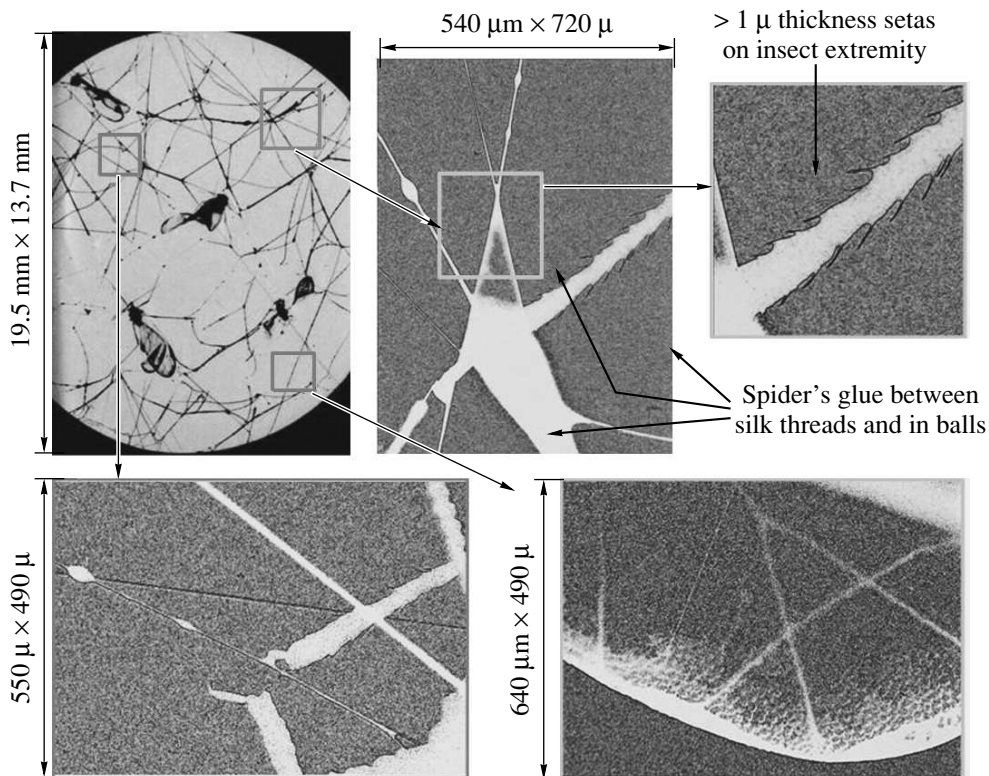


Рис.5. Ионографическое изображение биологического объекта – паутины с зафиксированными в ней насекомыми. При поле зрения в 20мм разрешены органические нити и волоски размером менее 1 мкм

Для измерения пространственного разрешения были получены изображения высококонтрастного тестового объекта с известными геометрическими параметрами – двумерной сетки 2000 ячеек/дюйм, сделанной из металлической проволоки сечением 5 мкм (см. рис.4). Сильно увеличенное изображение сетки позволяет увидеть, что получаемые изображения состоят из отдельных зерен – изображений травленных латентных треков быстрых частиц в дозиметрической пленке CR-39 – и имеют пространственное разрешение 600 нм (что близко к фактическому дифракционному пределу микроскопа, осуществляющему считывание изображения на дозиметрической пленке). Учитывая, что зондирующим потоком ионов при этом равномерно засвечиваются области объектов размерами в десятки мм, можно сделать вывод о создании уникального средства построения микроскопических изображений со значением соотношения (поле зрения)/(разрешающая способность)  $\sim 10^5$ .

Необходимо отметить, что при уменьшении энергии ионов, распространяющихся в веществе, резко возрастает роль столкновительных процессов с ядрами атомов в кристаллической решетке мишени. За счет близких столкновений налетающие ионы могут

отклоняться на большие углы, что приводит к пространственной дивергенции потока ионов, прошедших через изображаемый объект. Данный эффект приводит к незначительному ухудшению пространственного разрешения, а также объясняет появление отдельных частиц в области детектора, закрытых образцом большой толщины (одиночные включения, видимые на рис.4). Отсюда также следует, что для уменьшения влияния эффекта дивергенции потока ионов на качество изображения предпочтительно размещать детектор быстрых частиц, прошедших через образец, непосредственно в контакте с задней поверхностью образца.

На заключительном этапе были получены изображения микроскопических биологических объектов малого контраста. На рис.5 представлены ионографические изображения паучьей паутины с зафиксированными в ней различными насекомыми. Увеличение отдельных участков изображения позволило в подробностях рассмотреть и измерить толщину нитей паутины, капли биологического клея на них, а также изучить строение насекомых. Как видно из верхнего правого фрагмента, отлично разрешены ворсинки на одной из конечностей насекомого, характерная толщина которых не превышает 1 мкм.

4. Таким образом, в настоящей работе экспериментально показано, что фемтосекундная лазерная плазма кластерных мишеней является практически изотропным источником быстрых ионов, что делает возможным ее использование для построения ионографических изображений с большим полем зрения;

– при использовании такого источника ионов удается получить пространственное разрешение ионографических изображений не хуже 1 мкм, что соответствует уникально высокому значению отношения (поле зрения)/(разрешающая способность) –  $10^5$ ;

– величина энергии зондирующих потоков ионов в 100–300 кэВ обеспечивает чувствительность метода к толщине образца не хуже 100 нм даже в случае образцов, состоящих из легких химических элементов (С, Н);

– метод применим для построения изображений малоконтрастных биологических объектов, тонких пленок, мембран, наноструктур. Следует отметить, что для количественного моделирования экспериментальных результатов, прецизионного измерения толщины, плотности и атомного состава изображаемых мишеней по ионографическим изображениям необходимо дальнейшее развитие теоретических моделей и средств численного моделирования процесса взаимодействия потоков ионов кэВ-ных энергий с веществом, а также диагностических средств измерения зарядового состава, энергии, интенсивности и других характеристик потоков ионов, образующихся в фемтосекундной лазерной плазме. Работа частично поддержана грантом Министерства образования, науки, спорта и культуры Японии Grant-in-Aid for Kiban A-20244065, грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-92482-МНКС-а и программами Президиума РАН # 12 и 27.

1. R. Toth, S. Fourmaux, T. Ozaki et al., *Physics of Plasmas* **14**, 053506 (2007).
2. С. В. Гасилов, А. Я. Фаенов, Т. А. Пикюз и др., *Письма в ЖЭТФ* **87**, 286 (2008).

3. Y. Fukuda, A. Ya. Faenov, T. Pikuz et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 121110 (2008).
4. F. Calegari, G. Valentini, C. Vozzi et al., *Optics Letters* **32**, 2593 (2007).
5. S. V. Gasilov, A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz et al., *J. Appl. Phys.* **102**, 063303 (2007).
6. M. Borghesi, A. Schiavi, D. H. Campbell et al., *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1688 (2003).
7. T. Reipsilber, M. Borghesi, J.-C. Gauthier et al., *Appl. Phys. B* **80**, 905 (2005).
8. S. Orimo, M. Nishiuchi, H. Daido et al., *Japan. J. Appl. Phys.* **46**, 5853 (2007).
9. А. А. Андреев, В. А. Комаров, К. Ю. Платонов и др., *Письма в ЖТФ* **33**, 23 (2007).
10. Ф. Розмей, Д. Х. Х. Хоффманн, С. Сюз и др., *Письма в ЖЭТФ* **70**, 262 (1999).
11. A. Zhidkov, A. Sasaki, T. Tajima et al., *Phys. Rev. E.* **60**, 3273 (1999).
12. A. G. Zhidkov, A. Sasaki, I. Fukumoto et al., *Physics of Plasma* **8**, 3718 (2001).
13. Ф. Розмей, А. Е. Степанов, Д. Х. Х. Хоффманн и др., *ЖЭТФ* **121**, 73 (2002).
14. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. С. Курилов и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 753 (2005).
15. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикюз и др., *Письма в ЖЭТФ*, **84**, 369 (2006).
16. A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz et al., *Laser and Particle Beams* **25**, 267 (2007).
17. С. Добош, М. Шмитд, М. Педрикс и др., *ЖЭТФ* **115**, 2051 (1999).
18. K. Y. Kim, H. M. Milchberg A. Ya. Faenov et al., *Phys. Rev. E.* **73**, 066403 (2006).
19. И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, А. И. Магунов и др., *ЖЭТФ* **121**, 1124 (2002).
20. A. I. Magunov, D. Batani, A. Ya. Faenov et al., *Appl. Phys. B.* **82**, 19 (2006).
21. А. Я. Фаенов, А. И. Магунов, Т. А. Пикюз и др., *Письма в ЖЭТФ*, **86**, 204 (2007).
22. S. Kar, M. Borghesi, P. Audebert et al., *High Energy Density Physics* **4**, 26 (2008).
23. <http://www.srim.org/>.
24. A. J. Mackinnon, P. K. Patel, and M. Borghesi, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 0450001 (2006).