

Исследование динамики торможения ионов Ca^{6+} внутри аэрогельной мишени методом рентгеновской спектроскопии

О. Н. Розмей⁺²⁾, С. А. Пикуз мл.^{*1)}, С. А. Магницкий^{*2)}, А. Я. Фаенов[□], Т. А. Пикуз[□], В. П. Ефремов[×],
А. Блажевич^{△2)}, Д. Х. Х. Хоффман^{+△2)}

⁺ *Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI, Plasmaphysik, D-64291 Darmstadt, Germany*

^{*} *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 117822 Москва, Россия*

[□] *ВНИИФТРИ, 141570 Менделеево, Московская обл., Россия*

[×] *Институт физики высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия*

[△] *TU-Darmstadt, Institute für Kernphysik, 64289 Darmstadt, Germany*

Поступила в редакцию 5 августа 2003 г.

Экспериментально измерено изменение скорости ионов Ca^{6+} с энергиями 5.9 и 11.4 МэВ/нуклон. в процессе их торможения внутри твердотельной аэрогельной мишени. Измерения основаны на регистрации доплеровского сдвига спектра K -оболочки тормозящихся ионов Ca^{19+} и Ca^{18+} . Достигнутые одновременно пространственное разрешение ($30 \div 50$ мкм) вдоль направления распространения пучка и спектральное разрешение ($\lambda/\Delta\lambda = 1000 \div 3000$) в рентгеновском диапазоне $2 \div 4 \text{ \AA}$ позволили провести прямое измерение динамики ионного пучка внутри твердотельной мишени. По изменению относительной интенсивности спектральных линий зарегистрировано перераспределение ионов по наблюдаемым зарядовым состояниям при их распространении в мишени.

PACS: 32.30.Rj, 34.50.Bw, 34.70.+e, 52.20.Hv

1. Исследование процесса взаимодействия пучка тяжелых многозарядных ионов с твердотельными мишенями и биологическими объектами является на данный момент актуальной задачей. Точные знания о таких параметрах, как общий диапазон торможения, распределение ионов по скоростям в каждой точке объема взаимодействия и др., необходимы как для понимания физики процесса, так и для прикладных применений ионных пучков в областях термоядерного синтеза [1], лучевой терапии рака [2, 3] и т.п.

Используемые до настоящего момента масс-проблетные методы [4, 5], не позволяют напрямую наблюдать динамику процесса торможения ионов внутри твердотельной мишени. Для решения этой задачи предлагается новый рентгеноспектральный метод [6, 7], основанный на наблюдении за доплеровским сдвигом спектра K -оболочки тормозящихся ионов с пространственным разрешением вдоль направления их распространения.

Отметим, что такая важная с теоретической точки зрения величина, как эффективный заряд пучка и динамика его изменения по ходу взаимодействия,

может быть вычислена, исходя из экспериментальных данных о распределениях ионов по зарядовым состояниям и скоростям внутри мишени [1, 8].

Принципиальной сложностью при исследовании динамики торможения пучка ионов внутри твердого тела является малая величина диапазона торможения ~ 50 мкм, что накладывает очень жесткие требования на пространственное разрешение аппаратуры.

В работе предлагается использовать аэрогелевые твердотельные мишени с чрезвычайно низкой для твердого тела плотностью, что увеличивает диапазон торможения и, следовательно, снижает требования на пространственное разрешение.

2. Реализация предлагаемого метода в применении к аэрогелевым твердотельным мишеням стала возможна благодаря использованию в качестве регистрирующей аппаратуры рентгеновских спектрометров с пространственным разрешением (ФСР) со сферически изогнутыми кристаллами в качестве диспергирующих элементов [9]. Они сочетают в себе геометрические свойства обычного сферического зеркала с брегговскими отражательными свойствами кристаллической поверхности.

На базе ФСР в работе были реализованы дисперсионные схемы, которые одновременно обеспечили

¹⁾ e-mail: pikuz@mem3.phys.msu.su

²⁾ O. N. Rosmej, S. A. Magnitskii, A. Blazevic, D. H. H. Hoffmann.

спектральное ($\lambda/\Delta\lambda = 1000 \div 3000$) и пространственное разрешения ($30 \div 50$ мкм) вдоль направления распространения пучка. Кроме того, высокая светосила спектрометров дала возможность наблюдать за относительной интенсивностью линий по ходу распространения налетающих ионов в твердотельных аэрогельных мишенях и, соответственно, за перераспределением их зарядовых состояний при торможении.

Для вычисления скорости ионов по измеренному сдвигу спектров было использовано известное соотношение, учитывающее как продольный, так и поперечный эффекты Доплера:

$$\lambda_D = \lambda_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} + \frac{(v/c) \sin \varphi}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \right) = \lambda_0 (\Delta^t + \Delta^d), \quad (1)$$

где λ_D – регистрируемая длина волны, λ_0 – истинная длина волны ионного перехода, v – скорость налетающих ионов, c – скорость света, φ – угол между нормалью к пучку и направлением наблюдения, Δ^t и Δ^d – вклады поперечной и продольной компонент эффекта Доплера в общее смещение линии. В зависимости от положения спектрографа изменяется вклад этих эффектов, что кардинальным образом отражается на виде регистрируемых спектров. Более детально метод описан в [6].

Предлагаемый метод обеспечивает измерение относительной скорости ионов. Калибровка производится на скорость пучка в начале излучательного объема, которая полагается равной скорости ионов в пучке ускорителя.

3. Экспериментальные исследования были выполнены на линейном ускорителе тяжелых ионов UNILAC в GSI, Дармштадт, Германия. Наблюдения велись за взаимодействием ионов Ca^{6+} с SiO_2 – аэрогельными мишенями плотностью 0.15 г/см^3 [10] в вакуумной камере при давлении 10^{-6} мбар. Ионы с энергией 5.9 и 11.4 МэВ/нуклон фокусировались в пятно диаметром 1–2 мм на краю мишени, положение которой задавалось точным манипулятором. Ток в импульсе длительностью 1–3 мс менялся в диапазоне $0.1\text{--}0.5 \text{ е}^- \text{ мкА}$, частота повторения ~ 3 Гц, время экспозиции при этом составляло 5–7 ч, в течение которого рентгеновское излучение регистрировалось пленкой Kodak DEF. От видимого и ультрафиолетового излучений кассета защищалась двумя слоями полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм с напылением 0.2 мкм алюминия.

На рис.1. показана конфигурация при наблюдении по нормали к пучку. В этом случае применялся кристалл кварца $11(-2)0$ ($2d = 4.92 \text{ \AA}$) с радиусом кривизны $R = 150$ мм и с размером рабочей облас-

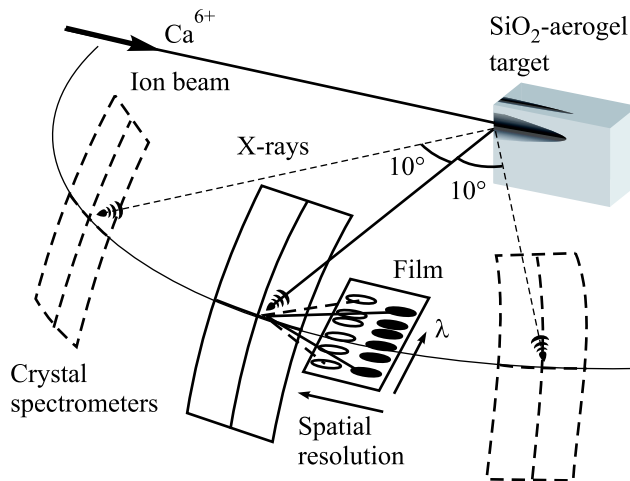


Рис.1. Схема расположения рентгеновского спектрометра для наблюдения поперечного доплеровского сдвига. Положения спектрометров для наблюдения сдвига с учетом продольной компоненты показаны пунктирными линиями

ти 14×48 мм. Дисперсионная схема была настроена на работу в первом порядке отражения для регистрации $\text{Ca}^{19+}\text{Ly}_\alpha$ и $\text{Ca}^{18+}\text{He}_\alpha$ линий в спектральном диапазоне $2.9 \div 3.5 \text{ \AA}$. Направление распространения пучка x лежит в плоскости пространственного разрешения. Возможные положения спектрометров при наблюдении под различными углами к пучку показаны пунктирными линиями.

4. В работе представлены результаты измерений изменения скорости и перераспределения ионов Ca по зарядовым состояниям XX и XIX в процессе торможения пучка внутри аэрогельной мишени. Проводилось наблюдение по нормали к пучку. В этом случае в формуле (1) ненулевой является только компонента Δ^t и на форму линии влияет только поперечная составляющая сдвига.

На рис.2а представлена схема формирования формы и положения линии. В процессе торможения в мишени ион теряет энергию, что приводит к уменьшению величины доплеровского сдвига по мере увеличения глубины проникновения в твердое тело. Благодаря этому, имея пространственное разрешение в направлении распространения пучка, регистрируется наклонная форма линии. Также известно, что поперечный сдвиг обеспечивает смещение линии в сторону увеличения длин волн. На рисунке величины компоненты Δ^t и регистрируемой длины волны, характерные для сечения на входе в мишень и в конце излучательного объема, обозначены нижними индексами 1 и 2, соответственно.

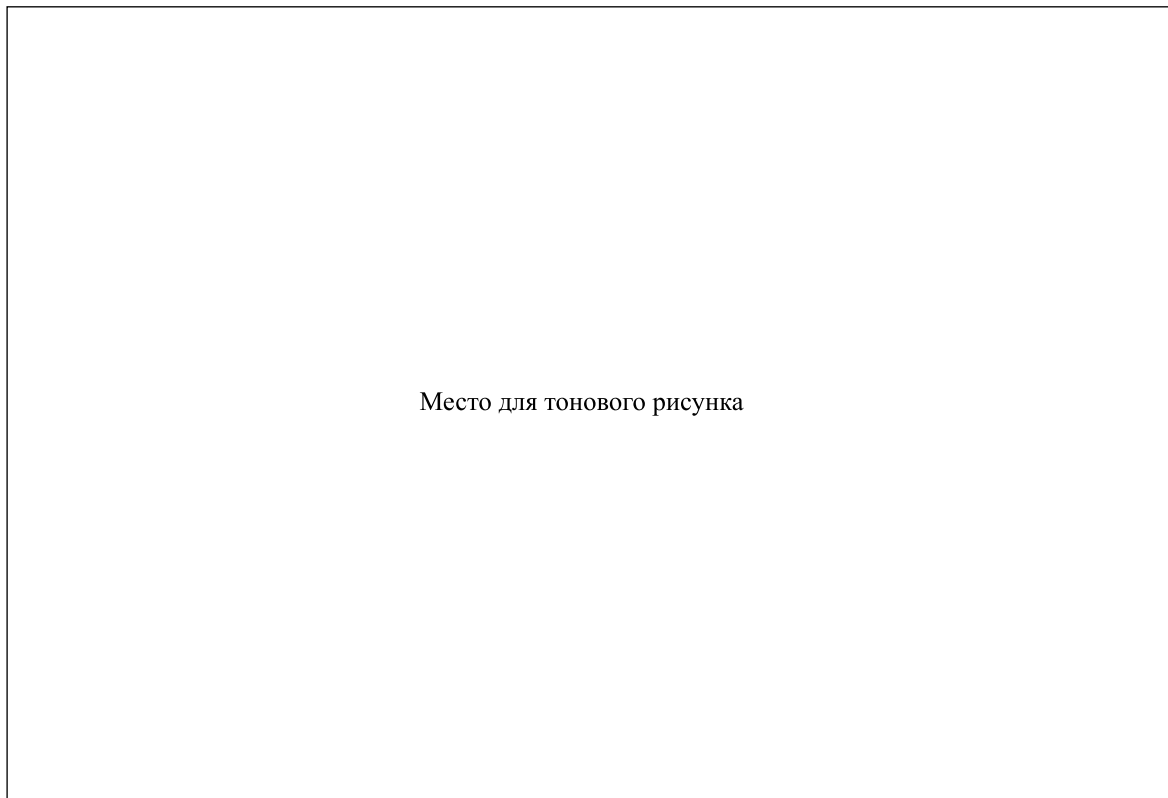


Рис. 2. Наблюдение поперечного доплеровского сдвига. (а) схема формирования формы и положения спектральной линии под действием эффекта Доплера; (b) спектры и денситограммы излучения переходов на K -оболочку тормозящихся ионов Ca^{19+} и Ca^{18+} с исходными энергиями 5.9 и 11.4 МэВ/нуклон

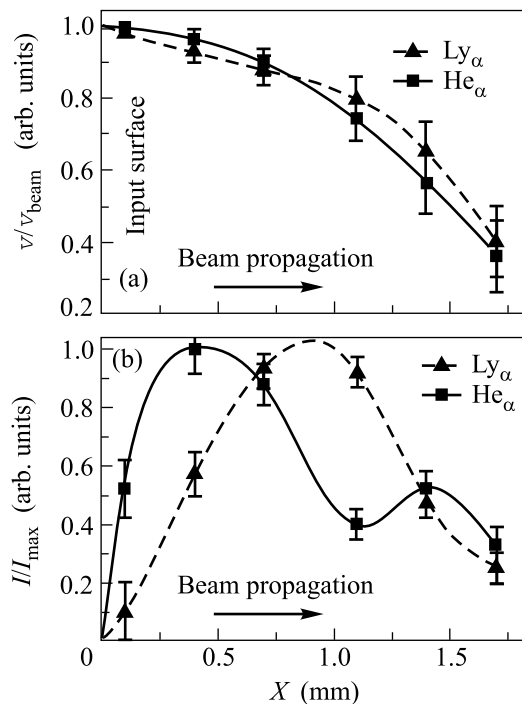


Рис. 3. Динамика процесса торможения ионов. Изменение скорости (а) и распределения по зарядовым состояниям (b) ионов Ca^{19+} и Ca^{18+} в зависимости от глубины проникновения в мишень

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2b. Спектры содержат CaLy_α и CaHe_α линии переходов на K -оболочку, сдвинутые в длинноволновую сторону. Значения длин волн несмещенных линий равны 3.0239 и 3.1769 Å, соответственно. Изменение энергии ионов пучка с 5.9 на 11.4 МэВ/нуклон существенно образом отразилось на виде спектра. Увеличение исходной энергии привело к большему смещению линий по длинам волн, а также к увеличению размера рентгеновского источника в сагиттальной плоскости, что соответствует увеличению диапазона торможения.

Измеренная часть диапазона торможения, в течение которого излучается K -спектр, равна 1.2 и 1.8 мм (по уровню 0.1 от максимума интенсивности линии) для энергий 5.9 и 11.4 МэВ/нуклон, соответственно. Точность измерений определяется пространственным разрешением и лежит в пределах 50 мкм.

Представленные денситограммы на различных глубинах отражают динамику изменения скорости тормозящихся ионов. Измеряется сдвиг максимума спектральной линии $\delta\lambda_D$ в точке наблюдения по отношению к положению максимума на входе в мишень. Далее, в соответствии с формулой (2) вычисляется

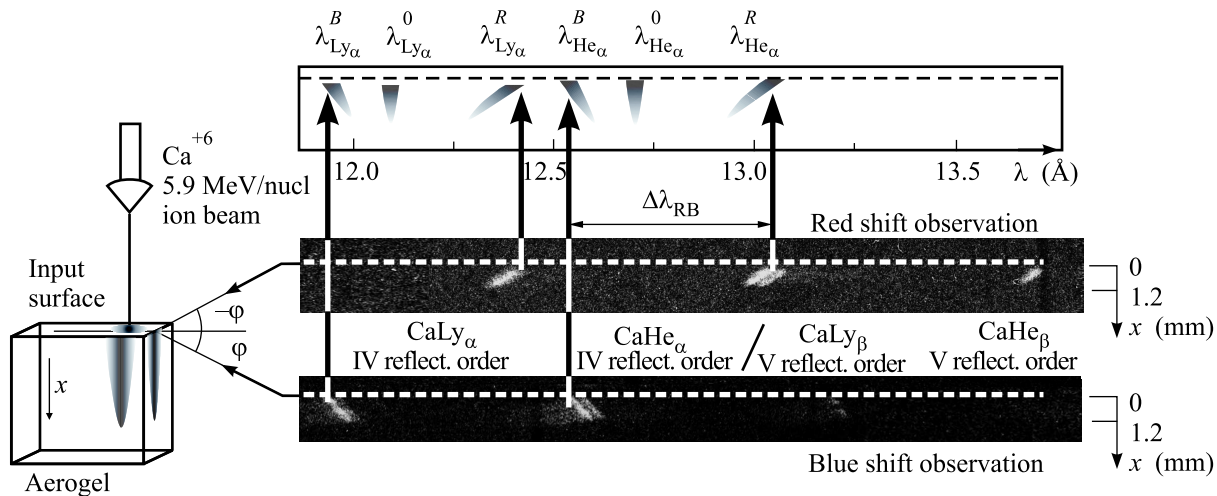


Рис.4. Результаты измерений при учете продольной составляющей сдвига и установке идентичных спектрографов симметрично ($\pm 10^\circ$) по отношению к нормали к пучку. Измерение значения скорости ионов по расхождению в измеряемых длинах волн $\Delta\lambda_{RB}$

изменение скорости относительно скорости на входе. Пунктирными линиями обозначен общий наблюдаемый диапазон смещения спектральных линий. Для калибровки абсолютных значений скоростей предполагается, что положение пика линии He_α в денситограмме приповерхностного слоя (100 мкм) обусловлено излучением ионов с энергией пучка ускорителя. Данное предположение основано на том, что 100 мкм аэрогельной твердотельной мишени по ее плотности соответствуют 6 мкм сплошного твердого тела.

Точность измерения скорости ионов определяется спектральной разрешающей способностью и меняется от 2 до 25% при изменении скорости с 0.16 до 0.06 от скорости света. Из этих соображений построена экспериментальная зависимость (рис.3а) скоростей H- и He-подобных ионов Ca от глубины их проникновения в мишень при исходной энергии пучка 11.4 МэВ/нуклон. Отсюда видно, что значения скорости, при которых наблюдаемые зарядовые состояния перестают излучать, равно 6% от скорости света (соответствует энергии 2.0 МэВ/нуклон). При этом численные расчеты для твердотельного SiO_2 [11] показывают что при энергиях ионов 1.5 ÷ 2.0 МэВ/нуклон сечение электронов резко убывает.

Полученные в нашей работе результаты демонстрируют, что, благодаря светосильным возможностям спектрометров, создана возможность проведения анализа перераспределения ионов по зарядовым состояниям по измерению относительных интенсивностей линий переходов на K-оболочку в ионах различной зарядности.

На рис.3б представлены кривые изменения относительной интенсивности линий Ly_α и He_α переходов в ионах Ca^{18+} и Ca^{19+} по мере их распространения в мишени. Максимумы концентрации ионов достигаются на глубине 0.4 и 0.9 мм, соответственно.

Напротив, теоретические оценки для твердотельных мишеней предсказывают наличие максимума концентрации высоких зарядовых состояний в начальной приповерхностной области диапазона торможения. Зарегистрированное отличие может объясняться влиянием внутренних границ структуры аэрогельной мишени и требует дальнейших исследований процессов в модельных структурированных средах.

Дальнейшее изучение зависимости скорости ионов и их распределения по зарядовым состояниям от глубины проникновения в мишень и ее теоретическое обоснование являются важной задачей будущих исследований.

Для более строгой калибровки в дальнейшем предполагается введение в спектр реперных линий путем облучения пучком электронной пушки специально подобранных мишеней, излучение при ионизации которых лежит в исследуемом диапазоне длин волн излучения тормозящихся ионов.

Вторым вариантом может служить измерительная схема с использованием двух идентичных спектрометров под разными углами наблюдения и последующим сравнением полученных результатов. Характерные спектры при измерении таким методом скорости ионов на входе в мишень представлены на рис.4. Полученное значение 5.6 МэВ/нуклон с точ-

ностью 5% согласуется с энергией пучка, измеренной стандартной методикой.

5. В результате, реализовано прямое измерение изменения скорости и перераспределения по зарядовым состояниям ионного пучка при его торможении внутри твердотельной мишени. Регистрация динамики торможения достигнута благодаря применению светосильных схем рентгеновской диагностики с высоким спектральным и пространственным разрешением, а также аэрогельных твердотельных мишеней (SiO_2) с низкой плотностью (0.15 г/см^3).

Получена зависимость изменения скорости ионов Ca^{19+} , Ca^{18+} от глубины проникновения в мишень в диапазоне скоростей от 0.16 до 0.06 скорости света. Динамика торможения для обоих зарядовых состояний совпадает с точностью до ошибок измерения. Измеренный диапазон торможения для падающих пучков Ca^{6+} с энергией 5.9 и 11.4 МэВ/нуклон равен 1.2 и 1.8 мм.

Зарегистрировано перераспределение зарядовых состояний по изменению относительной интенсивности спектральных линий. Максимумы концентрации H- и He-подобных ионов Ca достигаются на

глубине 0.9 и 0.4 мм, соответственно, таким образом процесс ионизации тормозящихся ионов в аэрогельной мишени продолжается до глубины почти 1 мм.

1. S. P. Ahlen, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 121 (1980).
2. G. Kraft, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45**, 473 (2000).
3. N. O. Lassen, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28**, 7 (1954).
4. A. Golubev, V. Turtikov, A. Fertman et al., *NIM* **A464**, 247 (2001).
5. N. Shiomi-Tsuda, N. Sakamoto, H. Ogawa et al., *NIM* **B135**, 118 (1998).
6. O. N. Rosmej, S. A. Pikuz Jr., J. Wieser et al., *Rev. Sci. Instrum.* (in press).
7. O. N. Rosmej, J. Wieser, M. Geissel et al., *NIM* **A495**, 219 (2002).
8. H. D. Betz, *Appl. Atom. Collision Phys.* **4**, 1 (1983).
9. A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, A. I. Erko et al., *Phys. Scr.* **50**, 333 (1994).
10. N. G. Borisenko and Ya. A. Merkuliev, *Proc. of P.N. Lebedev Institute* **221**, NY (1996).
11. O. Rosmej, Th. Stohlker, V. P. Shevelko, and I. Yu. Tolstikhina, *GSI Annual Report*, 2001, p. 125.