

PACS: 29.27.-a; 29.27.Fh; 61.82.Pv

ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА ПО ПОПЕРЕЧНОМУ СЕЧЕНИЮ ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, В.И. Сухоставец

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

ул. Академическая 1, г. Харьков 61108, Украина

E-mail: goncharov@kipt.kharkov.ua

Received June 20, 2013, accepted August 27, 2013

Описана методика измерения плотности тока по поперечному сечению пучка ионов на выходе электростатического ускорителя, основанная на регистрации характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого ионами пучка, от специальной мишени, которая может перемещаться поперек пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Мишень представляет собой диск из алюминия с сердечником из молибдена. При диаметре сердечника 0,3 мм были измерены двумерные распределения плотности в протонном пучке диаметром 3 мм ускорителя «Сокол» ННЦ ХФТИ. Распределения показали заметные отклонения от осевой симметрии. Полученные распределения позволяют произвести корректное вычисление эффективной площади пучка и тем самым определять эффективное значение флюенса в экспериментах по ионному облучению в случаях, когда сканирование пучка является нежелательным.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ионный пучок, распределение плотности тока, флюенс, характеристическое рентгеновское излучение

MEASUREMENT OF 2D CURRENT DISTRIBUTION IN THE FAST ION BEAM

V.N. Bondarenko, A.V. Goncharov, V.I. Sukhostavets

National Scientific Center «Kharkov Institute of Physics and Technology»

1, Akademicheskaya st., Kharkov 61108, Ukraine

We present a technique for measurement of current density distribution in cross-section of ion beam of electrostatic accelerator. The technique is based on the detection of ion induced X-ray emission from special target that may be moved across the beam in two mutually perpendicular directions. The target consists of an aluminium disk with molybdenum core. 2D current density distributions were measured in a 3 mm diameter proton beam of the «Sokol» accelerator at NSC KIPT with the use of such target with 0.3 mm molybdenum core. Those distributions show appreciable deviation from axial symmetry. The inferred distribution allow to accurately evaluate the beam effective area. Thereby the effective value of fluence in ion beam irradiation experiments may be calculated under conditions when beam scanning is undesirable.

KEY WORDS: ion beam, current density distribution, fluence, characteristic X-rays

ВИМІРЮВАННЯ РОЗПОДІЛУ ГУСТИНИ СТРУМУ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ПЕРЕРІЗУ ПУЧКА ПРИСКОРЕНИХ ІОНІВ

В.М. Бондаренко, О.В. Гончаров, В.І. Сухоставець

Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»

вул. Академічна 1, м. Харків 61108, Україна

Описана методика вимірювання густини струму по поперечному перерізу пучка іонів на виході електростатичного прискорювача, що базується на реєстрації характеристичного рентгенівського випромінювання, що збуджується іонами пучка, від спеціальної мішені, яка може переміщуватись поперек пучка в двох взаємно перпендикулярних напрямках. Мишень представляє собою диск з алюмінію з сердечником з молибдену. При діаметрі сердечника 0,3 мм були виміряні двомірні розподіли густини в протонному пучку діаметром 3 мм прискорювача «Сокол» ННЦ ХФТИ. Розподіли показали суттєві відхилення від осової симетрії. Одержані розподіли дозволяють провести коректний розрахунок ефективної площі пучка і, тим самим, визначити ефективні величини флюенсу в експериментах по іонному опромінюванню у випадках, коли сканування пучка є небажаним.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: іонний пучок, розподіл густини струму, флюенс, характеристичне рентгенівське випромінювання

Пучки ускоренных ионов широко применяются для модификации свойств материалов, изменения их электрических, адгезионных, прочностных и других характеристик [1-3]. Тем не менее, детали процессов взаимодействия ионных пучков с веществом еще далеко не выяснены, и еще не созданы модели, позволяющие делать количественные прогнозы в изменении свойств материалов под облучением. Поэтому экспериментальные исследования в этом направлении продолжают.

Исследование эволюции структуры материалов в зависимости от флюенса облучения является одним из основных экспериментальных подходов в радиационной физике. Особенно сложным является поведение под облучением таких материалов, как полимеры. В первую очередь, это связано со сложностью структуры самих полимеров, сформированную в виде длинных макромолекул и включающую в себя атомы нескольких химических элементов. В таких материалах под облучением происходит изменение не только структуры, но и самого элементного состава, причем оба процесса взаимосвязаны.

Как правило, экспериментальные исследования этих процессов проводятся с использованием ионного

пучка на выходе электростатического ускорителя, который может обеспечить долговременную относительную стабильность тока пучка. Контроль изменения элементного состава полимера под облучением производится в большинстве работ [4-6]. Очевидно, что этот контроль удобнее проводить непосредственно во время облучения, т.е. *in situ*, с помощью регистрации вторичного излучения, возникающего при бомбардировке образцов первичным пучком. Так в работах [4-5] для такого анализа использовалась спектрометрия обратно рассеянных ионов, а в работе [6] – спектрометрия продуктов ядерных реакций.

Следует отметить, что обычно распределение плотности тока по поперечному сечению пучка непосредственно на выходе ускорителя является существенно неоднородным. И как следствие, является неоднородным и распределение флюенса в пределах облучаемой области образца. Техническое решение данной проблемы было найдено еще на раннем этапе исследований по облучению материалов. Для этого были разработаны системы сканирования пучка, которые позволяют облучать достаточно большие площади образцов с хорошей степенью равномерности флюенса по облучаемой поверхности. Например, такая система применяется для сканирования пучка на выходе ускорителя “Сокол” ННЦ ХФТИ [7].

Хотя при элементном анализе *in situ* с регистрацией заряженных частиц применение режима сканирования пучка, в принципе, возможно, но это требует очень существенных конструктивных и аппаратурных усовершенствований. В противном случае в таком режиме неизбежно будет иметь место заметное ухудшение углового разрешения и, соответственно, энергетического разрешения в измеряемых спектрах. Особенно это относится к спектрометрии обратно рассеянных ионов.

Возможность корректного учета неоднородности флюенса при обработке результатов измерений вторичного излучения в эксперименте по ионному облучению на несканируемом пучке была показана в работе [5]. Для такого учета была введена так называемая эффективная площадь пучка, являющаяся некоторым усреднением, полученным с использованием данных о распределении тока по поперечному сечению пучка.

Целью настоящей работы была разработка методики, позволяющей проводить измерение таких распределений для пучков с поперечным размером, характерным для пучков на выходах обычных электростатических ускорителей (несколько миллиметров).

ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения проводились на протонном пучке ускорителя “Сокол” на универсальной камере, которая используется в основном для ядерного микроанализа различных материалов с применением нескольких методик анализа (подробное описание камеры было дано в нашей работе [8]).

Для задачи измерения двумерного распределения плотности тока (ДРПТ) в пучке мы остановились на методике, основанной на использовании юстировочных устройств, предназначенных для ориентации камеры мишеней и самих мишеней по отношению к пучку.

Общий вид расположения узлов использовавшейся камеры представлен на рис. 1.

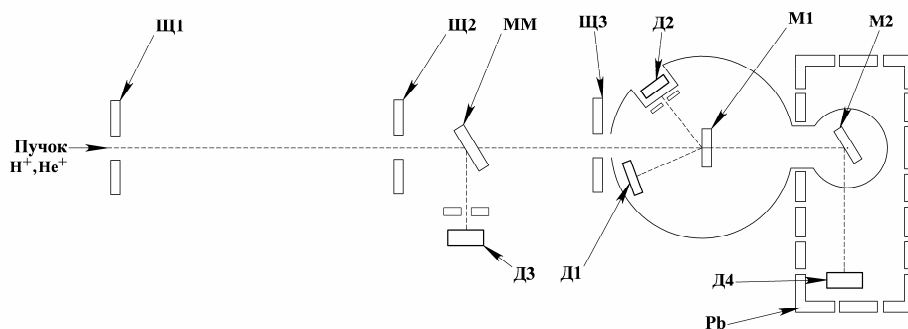


Рис. 1. Схема проведения измерений на универсальной камере на выходе ускорителя “Сокол”

Щ1, Щ2, Щ3 – щели-диафрагмы коллиматора ионного пучка; ММ – мишень монитора количества ионов пучка, прошедших в камеру и попавших на одну из анализируемых мишеней-образцов М1 или М2; Д1 – детектор заряженных частиц (обратно рассеянных ионов или продуктов ядерных реакций); Д2 – Si(Li) детектор рентгеновского излучения; Д3 – поверхностно-барьерный детектор в системе монитора количества ионов; Д4 – детектор γ -квантов; Pb – свинцовая защита для ослабления внешнего γ -фона. В настоящей работе узел М2 мишени и детектор Д4 не использовались.

Система мониторинга количества ионов пучка состоит из вращающейся мишени-прерывателя ММ пучка и детектора Д3 ионов пучка, рассеявшихся на этой мишени. При заданной энергии ионов пучка эта система калибруется по интегральному заряду тока пучка с помощью цилиндра Фарадея, который устанавливается на месте держателя мишеней (положение М1 на рис. 1). Использование этой методики позволяет исключить эффекты, связанные с вариациями тока пучка. Вся эта система вместе со второй щелью Щ2 коллиматора и щелью-скрепером Щ3 помещена в отдельную небольшую камеру, механически жестко связанную с основной камерой, в которой размещен узел мишени М1.

Основная камера установлена на стальной юстировочной плите, которую можно перемещать относительно нижней плиты, жестко связанной со станиной установки. Для измерения ДРПТ была важна плавность такого перемещения. Конструктивно она была обеспечена за счет системы тефлоновых вкладышей, вмонтированных в нижнюю плиту. Поэтому фактически юстировочная плита при перемещении скользит по этим вкладышам.

На первом этапе юстировки системы относительно пучка производится совмещение щелей Щ1 и Щ2 с осью пучка, после чего положения данных щелей фиксируются.

На втором этапе производится юстировка мишенного узла М1 относительно пучка. В вертикальной, $у$ -плоскости узел может перемещаться за счет передвижения столика, на котором установлен узел внутри камеры. Контроль за таким перемещением осуществляется с помощью микрометра. В горизонтальной, $х$ -плоскости (это плоскость рис. 1) передвижение мишенного узла производится через боковое смещение юстировочной плиты вместе со всей камерой путем поворота горизонтальной оси камеры вокруг фиксированной вертикальной оси, совмещенной со щелью Щ2. Поскольку расстояние от щели Щ2 до мишени М1 составляло 450 мм, то при ее перемещении в горизонтальном направлении на ± 2 мм угол поворота камеры не превышал $\pm 0,25$ градуса.

Специально для контроля за $х$ -смещением в экспериментах по измерению ДРПТ была использована микрометрическая индикаторная головка. Она была закреплена на краю верхней, юстировочной плиты, а упор головки – на нижней плите. Т.к. головка находилась на 170 мм дальше от щели Щ2, чем мишень М1, то коэффициент пересчета показаний индикаторной головки в горизонтальное перемещение мишени составил 0,726.

Поскольку обе степени перемещения мишенного узла обладают тонкой регулировкой, то их можно было использовать и для измерения ДРПТ непосредственно в области мишени, используя некоторый зонд с размерами много меньше размеров пучка, обычно составляющих несколько миллиметров. Очевидно, что для “картографирования” этого распределения зонд необходимо крепить в том же мишенном узле, который в дальнейшем должен быть использован для установки исследуемых мишеней-образцов, облучаемых пучком, т.е. в положении М1 (см. рис. 1).

В принципе, можно производить непосредственное измерение локального ионного тока с помощью такого “минизонда”. Однако это сопряжено с большими трудностями из-за влияния вторичных электронов и возможных электромагнитных помех. Поэтому представляется более надежным использование регистрации вторичного излучения, возникающего при бомбардировке зонда основным пучком, ДРПТ в котором предполагается измерить. Как известно, существует много разновидностей такого излучения.

Первоначально для данной задачи мы пробовали использовать регистрацию рассеянных протонов и продуктов ядерных реакций. Но практика показала, что лучшего соотношения сигнал/фон можно достичь с помощью спектрометрии РИХЕ (регистрации характеристического рентгеновского излучения (ХРИ), возбужденного на атомах вещества образца под действием первичного ионного пучка). Возможность мониторинга пучка заряженных частиц с помощью такой методики обсуждалась в работе [9].

Именно с ориентацией на такую спектрометрию были, в конечном счете, выбраны материалы для конструкции мишени-зонда. В центре мишени (диска из алюминия диаметром 18 мм) был запрессован тонкий сердечник-зонд (диаметр 0,3 мм) из молибдена в форме цилиндра, поверхность торца которого находилась в одной плоскости с поверхностью диска.

Выбор алюминия в качестве материала, в который запрессовывался зонд, обусловлен тем, что алюминий – это элемент с малым атомным номером, и энергии характеристических линий этого элемента $Al_{K\alpha}$ и $Al_{K\beta}$ (1,49 и 1,55 кэВ) находятся в низкоэнергетической части спектра ХРИ. Это позволяет легко подавить загрузку спектрометра по этим линиям с помощью стандартных поглотителей. Кроме того, пластичность алюминия способствует лучшей фиксации, завальцовыванию зонда в материале диска.

В качестве же материала зонда был выбран молибден, характеристические линии которого $Mo_{K\alpha}$ и $Mo_{K\beta}$ (17,48 и 19,61 кэВ) в спектрах хорошо отделяются от линий, соответствующих типичным загрязнениям, а также хорошо отделяются друг от друга.

При выборе материала зонда учитывалось также то, что энергия рентгеновских фотонов, соответствующих K -линиям молибдена, более чем в 2 раза превосходит энергии аналогичных фотонов для элементов группы железа (от титана до цинка). Это в случае больших токов пучка и, соответственно, повышенных загрузок детектора рентгеновского излучения позволяет избежать повышения уровня фона под линиями молибдена, которое может возникнуть за счет совпадения во времени попадания в детектор фотонов, соответствующих линиям группы железа (известное явление pile-up).

Хотя для изготовления диска был взят чистый алюминий (чистота 99,99 %), мягкость этого материала могла, в принципе, привести к загрязнению поверхности мишени с зондом мелкими вкраплениями других более тяжелых элементов – Fe и др. Поэтому при изготовлении данной мишени были приняты меры по предотвращению загрязнения ее поверхности.

Для измерений спектров ХРИ от мишени с зондом (рис. 2) использовался Si(Li) детектор с энергетическим разрешением 220 эВ по линии 5,9 кэВ. Детектор был установлен под углом 140° относительно пучка (детектор Д2 на рис. 1). Расстояние от мишени до кристалла детектора составляло 100 мм. Все спектры снимались при одной и той же экспозиции по системе мониторинга (ММ/ДЗ).

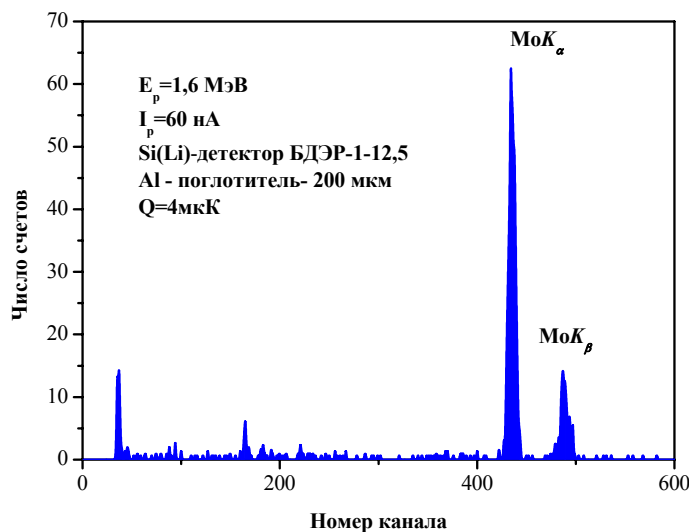


Рис. 2. Типичный спектр характеристического рентгеновского излучения, возбужденного протонным пучком при падении на мишень-зонд.

В настоящей работе для измерения ДРПТ пучка производилось порядка 100-200 измерений спектров ХРИ от мишени-зонда и соответствующих выходов Y_{ij} по линии MoK_{α} (площадей пиков) при различных положениях зонда (x_i, y_j) по отношению к пучку.

Измерения осложнялись также тем, что поскольку для планируемых впоследствии экспериментов по облучению полимеров был нужен небольшой ток (до 60 нА), то ДРПТ нужно было измерять в том же режиме ускорителя и, соответственно, при той же величине тока, чтобы избежать возможной “деформации” этого ДРПТ при перестройке режима. В этих условиях измеренные выходы ХРИ по линии MoK_{α} изменялись от нуля до 500 отсчетов в зависимости от позиционирования зонда по отношению к пучку. При этом набор каждого такого спектра не превышал одной-двух минут.

ОБРАБОТКА МАССИВОВ ДАННЫХ

Поскольку измерения спектров являются кратковременными, то существенное влияние могут оказать флуктуации фона под наблюдаемым пиком в спектре ХРИ. В настоящих условиях фон под пиком MoK_{α} был обусловлен, в основном, комптоновским рассеянием γ -излучения из реакции $^{27}Al(p, \gamma)$ на ядрах атомов вещества, из которого был изготовлен диск мишени-зонда.

Фон под пиком MoK_{α} определялся стандартным образом: определялись выходы ХРИ на участках спектра слева и справа от пика, а затем проводилась соответствующая линейная интерполяция фона в область пика. Для уменьшения погрешности определения самого фона эти выходы определялись с использованием суммирования по всем спектрам, измеренным при “картографировании” ДРПТ пучка.

Среднеквадратичные погрешности δY_{ij} выходов определялись обычным способом: как корни квадратные из величины, представляющей собой площадь пика вместе с фоном под пиком.

Из полученного ДРПТ $\varphi(x, y)$ (в относительных единицах) можно найти эффективную (усредненную) площадь сечения A_{eff} пучка, введенную в работе [5] для корректного учета неоднородности флюенса при обработке результатов измерений вторичного излучения в эксперименте по ионному облучению на несканируемом пучке:

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_A \varphi(x, y) dx dy \right)^2}{\iint_A \varphi^2(x, y) dx dy}, \quad (1)$$

где A – общая площадь, по которой проводится интегрирование. Очевидно, что в частном случае равномерного ДРПТ в пределах сечения пучка ($\varphi = \text{const}$) имеет место $A_{eff} = A$.

Эффективный флюенс облучения определяется выражением

$$\phi_{eff} = \frac{Q}{zeA_{eff}}, \quad (2)$$

где Q – интегральный заряд ионов пучка, упавших на облучаемую мишень; z – степень ионизации ионов (для протонов $z=1$); e – элементарный заряд; эффективная площадь определяется по формуле (1).

Для обработки массива Y_{ij} выходов ХРИ, измеренных по соответствующей сетке координат (x_i, y_j) , был

разработан соответствующий код, позволяющий с помощью численного интегрирования числителя и знаменателя выражения (1) вычислять эффективную площадь сечения пучка и погрешность величины A_{eff} .

Если шаги сетки Δx и Δy постоянны, то интегрирование сводится к простому суммированию, а выражение (1) можно заменить эквивалентным выражением

$$A_{eff} = \frac{\left(\sum_i \sum_j Y_{ij} \right)^2}{\sum_i \sum_j Y_{ij}^2} \Delta x \Delta y. \quad (3)$$

Выражение для среднеквадратичной погрешности эффективной площади (3), как функции величин Y_{ij} и δY_{ij} , мы не приводим в силу его громоздкости. Оно вычисляется по обычным правилам вычисления среднеквадратичных погрешностей.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты одного из измерений ДРПТ пучка представлены на рис. 3. Во время измерений y -перемещение мишени-зонда осуществлялось с шагом 200 мкм, а x -перемещение – с шагом $250 \times 0,726 = 182$ мкм. Таким образом, величина шагов перемещения была на порядок меньше диаметра протонного пучка (около 3 мм).

Видно, что данное ДРПТ не имеет осевой симметрии. В распределении, наряду с основным “ядром”, проявляется и боковой сателлит.

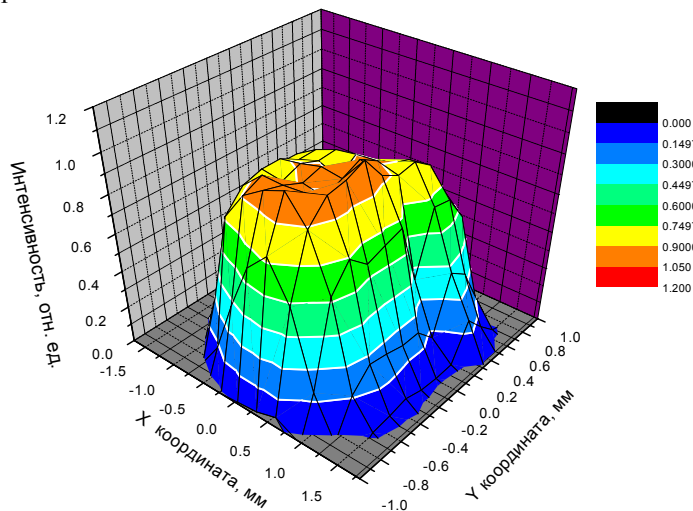


Рис. 3. Двумерное распределение плотности тока по поперечному сечению протонного пучка ускорителя “Сокол” (энергия 1,6 МэВ).

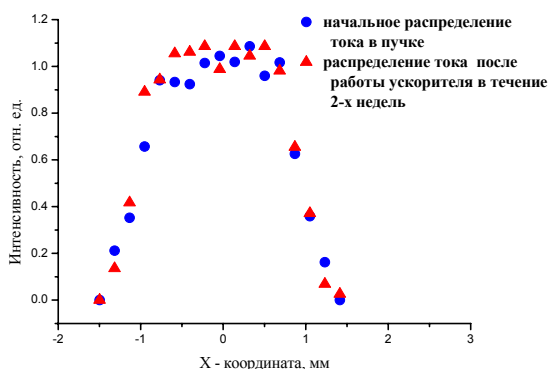


Рис. 4. Сравнение двух измерений распределения плотности тока в протонном пучке ускорителя “Сокол” с интервалом две недели (при одном и том же режиме ускорителя).

Для ДРПТ, представленного на рис. 3, эффективная площадь пучка составила $2,9 \text{ мм}^2$ со среднеквадратичной погрешностью 2,6 %. В эту погрешность не включены погрешности установки сетки, по которой производилось измерение выходов Y_{ij} , поскольку эти погрешности пренебрежимо малы по сравнению со статистическими погрешностями выходов.

Подчеркнем, что после измерения ДРПТ при заданной энергии и переходе уже к облучению конкретного образца полимера режим ускорителя (в частности, напряжение фокусировки) не должен изменяться. Если это условие соблюдается, то ДРПТ пучка ускорителя остается стабильным. Долговременная стабильность этого распределения на ускорителе “Сокол” иллюстрируется рис. 4.

Данная методика измерения ДРПТ в пучке была использована в экспериментах по измерению сечений обеднения ряда полимеров таким элементом, как кислород, при облучении протонным пучком. В наших условиях эта методика зарекомендовала себя как более надежная по сравнению с фотометрией облученных полимерных пленок. Для фотометрии необходим материал, позволяющий проводить экспонирование и фотометрию в линейной области (области пропорциональности между потемнением пленки и флюенсом пучка), обеспечивающей хотя бы два порядка линейности по интенсивности облучения в пределах одного экспонирования. Следует иметь в виду, что поверхностные дефекты пленок типа царапин, углублений и др. могут сильно исказить результаты фотометрии. Конечно

же, для достаточно больших экспозиций эти дефекты перестают быть существенными, но при этом полученное изображение может выходить за пределы линейности, если рассматривать всю засвеченную область: ее центральная часть может оказываться передержанной.

ВЫВОДЫ

В работе показано, что измерение двумерного распределения плотности тока в ионном пучке электростатического ускорителя может быть осуществлено с помощью достаточно простых средств. Разработанная система является надежной в использовании. Полученные распределения позволяют вычислить эффективную площадь пучка и, тем самым, вместе с системой мониторинга экспозиции, определять эффективный флюенс облучения образцов в эксперименте по ионному облучению на несканируемом пучке. В частности, применение данной методики позволяет при облучении образцов полимеров таким пучком не только проследить в опыте *in situ* кинетику изменения элементного состава облучаемого вещества, но и определять величины соответствующих сечений обеднения полимеров отдельными химическими элементами.

Авторы выражают признательность А.С. Глазуну за содействие в реализации рассмотренной методики, персоналу ускорителя “Сокол” за помощь, оказанную при проведении измерений, а также Утенкову С.Н. за полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ion implantation. Edited by M. Goorsky, 2012. – 436 s., <http://www.interchopen.com/books/ion-implantation>.
2. Komarov F.F. Ionnaja implantacija v metally. – М.: Metallurgija, 1990. – 216 s.
3. Popok V.N., Azarko I.I., Hajbullin R.I. Vlijanie vysokih doz implantacii i plotnosti ionnogo toka na svojstva plenok poliimida // ZhTF. – 2002. – Т.72. – Вып.4. – С.88-93.
4. Vencatesan T., Forrest S.R., Kaplan M.L., Murray C.A., Schmidt P.H., Wilkens B.J. Ion-beam-induced conductivity in polymer films // J.Appl.Phys. – 1983. – Vol.54, №.6. – P.3150-3153.
5. Bondarenko V.N., Goncharov A.V., Suhostavec V.I. Opredelenie sechenij radiacionnogo obednenija polimerov ot del'nymi jelementami iz dannyh analiza na puchke uskorenyh ionov // Jaderna fizika ta energetika. – 2007. - №1(19). – S.134-139.
6. Abdesselam M., Stoquert J.P., Chami S., Djebara M., Chami A.C., Siad M. Method to measure composition modification in polyethylene terephthalate during ion beam irradiation // Nucl. Instr. and Meth. – 2009. – Vol.B267. – P.108-112.
7. Glazunov L.S., Goncharov A.V., Zats A.V., Kuz'menko V.V., Levenets V.V., Pistryak V.M., Sukhostavets V.I. Channel for ion irradiation of materials at the accelerator “Sokol” // Problems of Atomic Science and Technology. Series “Nuclear Physics Investigation”. – Kharkov: NSC KIPT. – 2006. - №.2(46). – С.184-186.
8. Bondarenko V.N., Glazunov L.S., Goncharov A.V., Zac A.V., Kolot V.Ja., Kuz'menko V.V., Levenec V.V., Omel'nik A.P., Pistryak V.M., Suhostavec V.I., Shhur A.A. Analiticheskaja ustanovka dlja jaderno-fizicheskikh metodov analiza // Nauchnye vedomosti (Belgorodskij gosudarstvennyj universitet), serija “Fizika”. – 2001. - №2(15). – S.86-92.
9. Shchagin A.V., Sotnikov V.V. Formula dlja poperechnogo sechenija ionizacii K-obolochki atoma Si reljativistskimi jelektronami v tonkom sloe kremnija // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. – 2007. - №777. – Iss.2/34). - S.97-101.