

PACS 07.85.Fv; 41.50.+h; 41.75.Ak; 29.20.Ba

ИСТОЧНИК КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БАЗЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ

С.А. Вершинский, А.Н. Бугай, М.И. Захарец, В.Л. Денисенко, В.Е. Сторижко

*Институт прикладной физики НАН Украины
 ул. Петропавловская, 58, Сумы 40030, Украина
 E-mail: topicers@gmail.com*

Received 21 March 2012, revised 26 April 2012, accepted 2 May 2012

Для создания высокоинтенсивного квазимонохроматического источника рентгеновского излучения с ионным возбуждением был использован электростатический ускоритель микроаналитического комплекса Института прикладной физики. Приведены результаты моделирования ионной оптики для источника. Для фокусирования рентгеновского излучения была выбрана поликапиллярная оптика. Проведены расчеты выхода квантов К-серии характеристического рентгеновского излучения и их сравнение с экспериментальными данными. Как показывают предварительные расчеты, использование протонных пучков с энергией в несколько МэВ позволяет получить одинаковый с электронным пучком с энергией 30-50 кэВ выход излучения К-линий, но при этом на два порядка понизить фон тормозного излучения и таким образом практически исключить необходимость применения фильтров или монохроматоров.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: квазимонохроматический источник рентгеновского излучения, электростатический ускоритель, рентгеновская оптика, измерения выхода рентгеновского излучения, ионно-оптическая система.

X-RAY QUASI-MONOCROMATIC SOURCE BASED ON ELECTROSTATIC PROTON ACCELERATOR

S.A. Vershynskyi, O.M. Buhay, M.I. Zaharets, V.L. Denysenko, V.E. Storizhko

*Institute of Applied Physics of NAS of Ukraine
 58, Petropavlivska St., 40030 Sumy, Ukraine*

The microanalytical facility based on an electrostatic accelerator available at the Institute of Applied Physics, is used to construct a high-intensity quasi-monochromatic X-ray source with ion excitation. The results of ion-optical system modeling for the source are presented. Polycapillary optics is chosen to perform X-ray focusing of radiation, produced by source. K-line yield calculations of characteristic X-rays are performed and compared with experimental data. As preliminary calculations show, 2 MeV proton beams provide the K-line yield similar to that obtained with 30 - 50 keV electron beams but with the bremsstrahlung background reduced by two orders of magnitude. Thus, filters or monochromators are practically unnecessary.

KEY WORDS: X-ray quasi-monochromatic source, electrostatic accelerator, X-ray optics, X-ray yield measurements, ion-optical system.

ДЖЕРЕЛО КВАЗИМОНОХРОМАТИЧНОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА БАЗІ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПРИСКОРЮВАЧА ПРОТОНІВ

С.О. Вершинський, О.М. Бугай, М.І. Захарець, В.Л. Денисенко, В.Ю. Сторижко

*Інститут прикладної фізики НАН України
 вул. Петропавлівська, 58, Суми 40030, Україна*

Для створення високоінтенсивного квазимонохроматичного джерела рентгенівського випромінювання з іонним збудженням був використаний электростатичний прискорювач мікроаналітичного комплексу Інституту прикладної фізики. Наведено результати моделювання іонної оптики для джерела. Для фокусування рентгенівського випромінювання із джерела була обрана полікапілярна оптика. Проведено розрахунки виходу квантів К-серії характеристичного рентгенівського випромінювання та їх порівняння з експериментальними даними. Як показують попередні розрахунки, застосування протонних пучків з енергією у декілька МеВ дозволяє отримати однаковий з електронним пучком з енергією 30-50 кеВ вихід випромінювання К-ліній, але при цьому на два порядки знизити фон гальмівного випромінювання і таким чином практично виключити необхідність в застосуванні фільтрів чи монохроматорів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: квазимонохроматичне джерело рентгенівського випромінювання, электростатичний прискорювач, рентгенівська оптика, вимірювання виходу рентгенівського випромінювання, іонно-оптична система.

Широкое распространение рентгеновских методов исследования на базе источников синхротронного излучения (СИ) стимулировало революционный прогресс в рентгеновской оптике и создании позиционно-чувствительных детекторов. Можно ожидать, что возможности этих методов получат свое дальнейшее развитие в связи со строительством еще более мощных источников на базе лазеров на свободных электронах (XFEL), открывающих перспективу исследования физико-химических процессов в реальном масштабе времени. Серьезным недостатком указанных источников является их громоздкость и стоимость, что создает реальную проблему, в частности, их широкого применения в клинической практике. В связи с этим остается актуальной разработка компактных источников рентгеновского излучения с высокой яркостью на базе рентгеновских трубок. В качестве примера можно привести источник [1], в котором применена жидкометаллическая струя в качестве анода, что позволило получить яркость на уровне 10^{10} фотонов/(с·мм²·мрад²·0,1%Δλ/λ). Авторы этой разработки утверждают, что имеется перспектива увеличить

яркость еще на три порядка величины и приблизиться к яркости источников СИ на поворотных магнитах [1].

Для генерации рентгеновского излучения можно также использовать пучки ионов. Так, в работе [2] протонный пучок с энергией 10-38 МэВ и сечением $\sim 20 \text{ мм}^2$, генерируемый циклотроном, направлялся на стационарный охлаждаемый водой конвертер. В работе [3] протонный пучок фокусировался с помощью квадруплета электростатических квадрупольных линз (ЭКЛ) на конвертере из Ti, создавая эффективный размер фокального пятна на уровне примерно 50×50 микрон. Для создания рентгеновского микропучка диаметром 5 микрон и потоком 5-10 фотонов/с применялась зонная пластинка. Для предотвращения появления фона от ядерных реакций энергия протонного пучка была ограничена значением 1,8 МэВ.

В Институте прикладной физики НАН Украины реализуется программа по созданию компактного источника рентгеновского излучения на базе электростатического ускорителя протонов. Целью данной работы является описание квазимонохроматического источника рентгеновского излучения и первых экспериментальных исследований его характеристик.

РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ

Экспериментальные и теоретические исследования выхода характеристического рентгеновского излучения важны для:

- выбора приемлемых значений углов между протонным пучком, направлением вывода рентгеновского излучения и поверхностью конвертера;
- выбора материала конвертера;
- определения характеристик источника монохроматического рентгеновского излучения и их сравнения с другими источниками;
- выбора оптимальных значений тока пучка и ускоряющего напряжения для источника;
- дальнейшей оптимизации параметров источника.

Процедура вычисления выхода характеристического рентгеновского излучения детально описана в нашей предыдущей работе [4], поэтому мы приведем лишь краткие выкладки.

Число зарегистрированных детектором квантов характеристического рентгеновского излучения из толстой мишени определяется следующим образом [4]:

$$N(E_0) = \frac{\varepsilon \omega}{4\pi e} \int_{E_0}^{E_F} \frac{\sigma(E)}{S(E)} \exp\left(-\mu \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} \int_{E_0}^E \frac{dE'}{S(E')}\right) dE \quad \left[\frac{\text{фотонов}}{c \cdot \text{ср}} \right], \quad (1)$$

где ε – эффективность детектора; ω – флуоресцентный выход; I – ток протонного пучка; e – заряд электрона; E_0 – начальная энергия протона; $\sigma(E)$ – сечение ионизации при энергии протонов E ; $S(E)$ – тормозная способность материала мишени, измеряется в 10^{-15} эВ·см²/атом; μ – линейный коэффициент ослабления; α и β – углы между нормалью к мишени и направлениями движения протона и рентгеновского фотона, соответственно.

При этом учитывается, что существует некоторая энергия протонов E_F , при которой протон все еще способен вызвать ионизацию атома мишени.

Для расчета дифференциального сечения ионизации в нашей работе была использована теория *ECPSSR* [5,6].

Для моделирования зависимости выхода рентгеновского излучения от разных параметров была разработана компьютерная программа. Проверка правильности вычислений базируется на сравнении полученных нами результатов с экспериментальными и теоретическими результатами, приведенными в работе [2]. Наблюдается хорошее согласие наших расчетов с результатами этой работы (рис.1). Необходимо также отметить, что для легких элементов выход рентгеновского излучения в зависимости от энергии больше, растет быстрее и быстрее выходит на “плато”, чем для тяжелых элементов (рис.1). Очевидно, нет необходимости увеличивать энергию протонного пучка после того, как выход рентгеновского излучения уже вышел на “плато”. Таким образом, можно сделать следующий вывод: для создания лабораторного квазимонохроматического источника рентгеновского излучения с высокой интенсивностью энергия протонного пучка должна быть ниже порога (p, n) реакций для выбранного материала конвертера и как можно ближе подходить к значению энергии, при которой выход рентгеновского излучения выходит на “плато”.

Также была отработана методика экспериментального измерения выхода характеристического рентгеновского излучения. Детектирование осуществлялось с помощью рентгеновского детектора Amptek XR-100SDD, который был установлен в вакууме и был экранирован от вторичных и рассеянных частиц с помощью Al фольги толщиной 40 мкм. Использовалась следующая геометрия эксперимента: $\alpha = 0^\circ$, $\beta = 45^\circ$. Перед мишенью был установлен электрод с потенциалом -300 В для того, чтобы вторичная электронная эмиссия не оказывала влияние на измерение заряда с помощью интегратора тока. Использовались толстые мишени из Cu, Ti и Zr. Результаты были скорректированы с учетом эффективности детектора. Как видно из рис.2, результаты расчетов и измерений, проведенных в этой работе и в [7], хорошо согласуются.

Выполненные в работе исследования позволяют сделать следующий вывод: применение протонных пучков с энергией 2 МэВ позволяет получить одинаковый с электронным пучком 30-50 КэВ выход излучения

К-линий (см. таблицу), но при этом на два порядка снизить фон тормозного излучения [8].

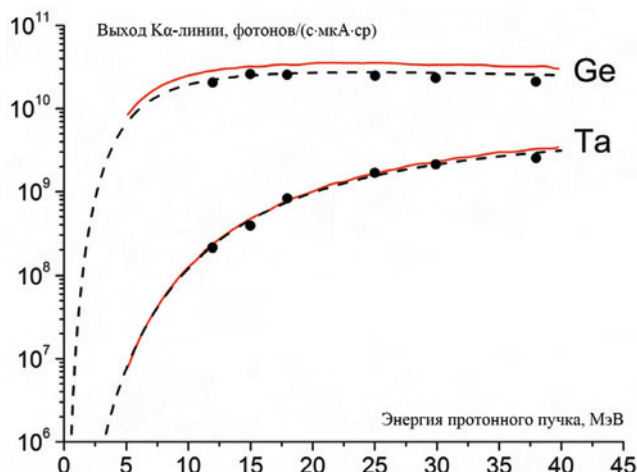


Рис.1. Сравнение результатов расчетов, проведенных в данной работе (пунктирная линия), с экспериментальными (точки) [2] и теоретическими значениями (сплошная линия) [2] выхода К α -линии рентгеновского излучения для мишеней из Та и Ge как функции энергии протонного пучка.

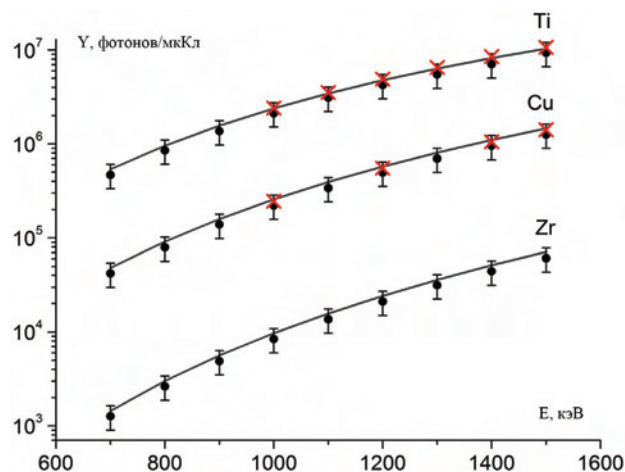


Рис.2. Теоретически рассчитанные (линии) и экспериментально измеренные (точки для этой работы и крестики для [7]) выходы К α линии рентгеновского излучения для мишеней из Cu, Zr и К-серии для мишени из Ti как функция энергии протонного пучка.

Таблица

Сравнение выходов фотонов от электронного и протонного пучков [4].

Выход, фотонов частица · ср	Протоны		Электроны	
	1 МэВ	2 МэВ	30 кэВ	40 кэВ
$Y(\text{Cu})$	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$1,66 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$
$Y(\text{Ti})$	$0,85 \cdot 10^{-4}$	$8,10 \cdot 10^{-4}$	$3,70 \cdot 10^{-4}$	$5,55 \cdot 10^{-4}$

Угловая ориентация мишени

Для определения оптимальной геометрии размещения мишени и окна для вывода рентгеновского излучения в атмосферу была исследована зависимость выхода рентгеновского излучения от углов α и β (рис.3).

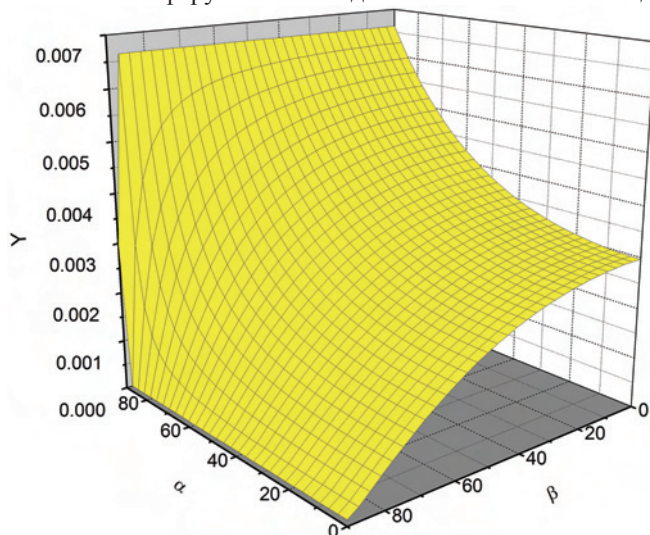


Рис.3. Результаты проведенных в данной работе расчетов выхода рентгеновского излучения Y из толстой Al мишени в зависимости от углов α и β при начальной энергии пучка 1.5 МэВ.

Выход дан в единицах фотонов/(протон·ср), α и β – в градусах.

также параметрами ионно-оптической и рентгенооптической систем. При этом важными остаются эффективные размеры и форма области генерации рентгеновского излучения.

Из проведенных расчетов видно, что при падении протонного пучка на мишень при больших значениях угла α поглощение рентгеновских лучей меньше, так как путь фотонов в веществе мишени в направлении β меньше в сравнении с нормальным падением протонного пучка на мишень. Поэтому для максимизации потока рентгеновского излучения угол α должен быть лишь немного меньше 90° (угол между пучком протонов и поверхностью мишени мал), а угол β должен быть близок к 0 градусов (по нормали к поверхности мишени). Однако существуют и другие факторы, которые необходимо учесть при построении источника. Так, в режиме микропучка необходимо найти оптимальное соотношение между вышеуказанными углами α и β , потоком рентгеновского излучения из мишени, а также параметрами ионно-оптической и рентгенооптической систем. При этом важными остаются эффективные размеры и форма области генерации рентгеновского излучения.

Энергия и ток пучка

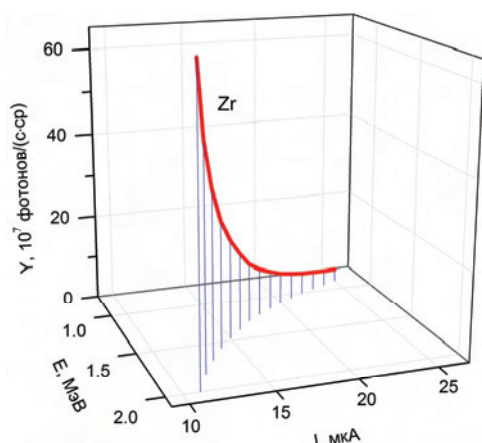


Рис.4. Выход рентгеновских квантов в зависимости от тока и энергии протонного пучка из Zr конвертера при фиксированной мощности.

Почти вся введенная пучком в конвертер мощность $P = IU$ (где I – ток пучка, U – ускоряющее напряжение) идет на нагревание мишени. Этот факт является важным для выбора I и U такими, чтобы выход рентгеновских квантов был максимальным, но не приводил к критическим повреждениям мишени.

Определим зависимость выхода рентгеновских квантов при фиксированной мощности, которая рассеивается на Zr конвертере, от тока и ускоряющего напряжения. Результаты расчетов при мощности 22 Вт приведены на рис.4.

Как видно из рис.4, для мишени из Zr при фиксированной мощности в данном диапазоне энергий величина выхода рентгеновских квантов имеет более сильную зависимость от энергии протонного пучка, чем от тока пучка. Причем эта зависимость имеет монотонный характер. Из результатов расчетов видно, что для получения большей интенсивности рентгеновского излучения нужно получить на ускорителе максимально возможное ускоряющее напряжение, при этом ток пучка следует ограничить до

значения, которое необходимо вычислить исходя из максимальной мощности, которая может рассеяться на конвертере без его повреждения.

КОНФИГУРАЦИЯ ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Описание ускорителя

В Институте прикладной физики НАН Украины ведутся работы по получению протонных пучков МэВ-ных энергий с микронными размерами [9]. Аналитический ускорительный комплекс (АУК) ИПФ НАНУ [10] позволил создать источник рентгеновского излучения. Источником протонов является малогабаритный электростатический ускоритель горизонтального типа, предназначенный для получения пучков протонов и ионов гелия со следующими характеристиками:

- | | |
|--|--------------|
| – энергия, МэВ | 0,3-2,0; |
| – стабильность и моноэнергетичность энергии, % | 0,1; |
| – ток пучка протонов, мкА | до 50; |
| – режим работы | непрерывный. |

Система транспортировки пучка

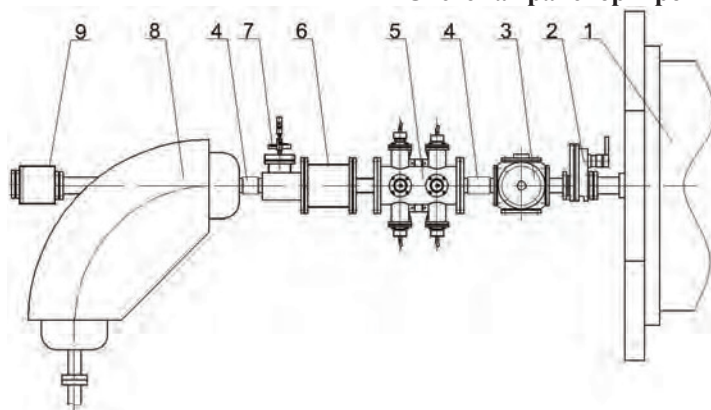


Рис.5. Схема источника рентгеновского излучения.

1 – ускоритель протонов “Сокол”; 2 – вакуумный затвор; 3 – камера мониторинга пучка; 4 – узлы сильфонной развязки; 5 – дублет ЭКЛ; 6 – камера конвертера; 7 – входное щелевое устройство магнитного анализатора; 8 – магнитный анализатор; 9 – система мониторинга пучка.

Для уменьшения размеров ионного пятна (области генерации рентгеновского излучения) в источнике используется дублет ЭКЛ, фокусирующие свойства которого не зависят от отношения заряда к массе ионов. Таким образом, для генерации рентгеновского излучения достигается возможность использования всех сортов ионов в пучке, который создает ускоритель.

Процедура моделирования ионно-оптической системы детально описана в нашей предыдущей работе [11], поэтому мы приведем лишь ее краткое описание и результаты.

Ионный пучок из ускорителя (1) попадает в ионопровод (рис.5), где проходит сквозь вакуумный затвор (2) и камеру мониторинга пучка (3), соединенную с вакуумным постом. Пучок фокусируется с помощью дублета электростатических квадрупольных линз (5) и попадает в камеру (6), где в результате взаимодействия с мишенью-конвертером генерируется рентгеновское излучение.

Для расчета коэффициентов увеличения и aberrаций, которые определяют ионно-оптические свойства системы, применялся метод матрицантов, изложенный в [12] и реализованный в численном коде PROBFORM [13]. Исходные фазовые координаты частиц из плоскости объекта генерировались на основании экспериментально измеренного эмиттанса пучка АУК ИПФ НАН Украины [10].

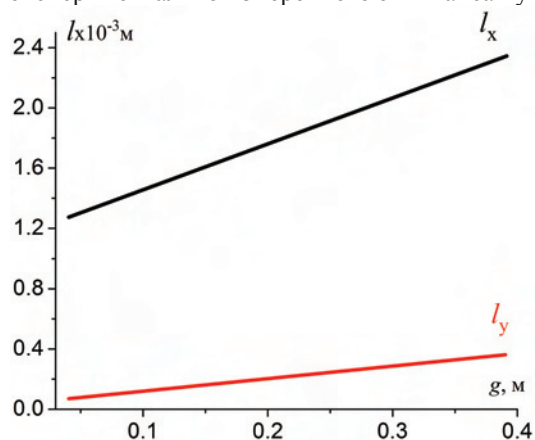


Рис.6. Зависимость размеров ионного пятна на конвертере вдоль взаимно перпендикулярных осей X и Y (I_x , I_y) от рабочего расстояния в случае использования дублета ЭКЛ.

Результаты расчетов показывают, что для уменьшения размеров ионного пятна необходимо, чтобы рабочее расстояние (расстояние от эффективной границы поля последней линзы до конвертера) было как можно меньше (рис.6). При этом нужно принимать во внимание тот факт, что величины напряжений, которые необходимо подать на электроды дублета ЭКЛ, увеличиваются при уменьшении рабочего расстояния.

Из рис.6 видно, что пятно представляет собой сильно вытянутый эллипс. Для получения пятна с одинаковыми размерами вдоль двух взаимно перпендикулярных осей можно использовать коллиматоры. Однако в этом случае большая часть тока ионного пучка будет утеряна. Поэтому более приемлемым может быть использование наклонного падения пучка на поверхность мишени и выведение рентгеновского излучения под малым углом к поверхности конвертера.

Необходимо отметить, что квадруплет ЭКЛ больше подходит в качестве ионно-оптической системы для источника, поскольку осуществляет стигматическую фокусировку ионного пучка вдоль двух взаимно перпендикулярных направлений. Более подробно о результатах моделирования в случае использования квадруплета ЭКЛ можно узнать из нашей предыдущей работы [11].

Выбор рентгенооптической системы для источника

Для источника, в котором рентгеновское излучение генерируется при взаимодействии протонного пучка с конвертером, поток на мишени можно рассчитать следующим образом:

$$I = N\Omega T, \quad (2)$$

где Ω – телесный угол захвата оптикой рентгеновского излучения из источника.

Интегральным пропусканием оптики T будем называть отношение потока на мишени I к потоку, который падает на оптику из источника I_0 , т.е. $T = I/I_0$.

Исходя из (2), условием получения максимального потока на мишени будет $\Omega \cdot T = \max$. Примем в качестве критерия при выборе рентгенооптической системы для источника получение максимального потока излучения $\text{CuK}\alpha$ на мишени при размерах ионного пучка на конвертере ~ 100 мкм и получение изображения источника в масштабе 1:1. Оптика должна фокусировать рентгеновское излучение во всех направлениях. При этом расстояние от области генерации до входной апертуры оптики должно быть больше 2 см.

Рентгеновскую оптику можно разделить на три группы [14]:

- преломляющая оптика;
- дифракционная (кристаллы, зонные пластинки и решетки) и интерференционная (многослойные структуры) оптика;
- отражающая оптика.

Фокусное расстояние (f) преломляющей линзы с параболическим профилем $y^2 = 2Rx$ определяется следующим образом [15]:

$$f = \left(\frac{R}{2}\right) / (n-1). \quad (3)$$

Так как декремент преломления δ имеет диапазон значений от 10^{-4} до 10^{-6} , действительная часть показателя преломления $n = 1 - \delta$ несколько меньше 1. Это означает, что фокусирующая преломляющая рентгеновская линза должна иметь вогнутую форму и что фокусное расстояние линзы является довольно большим (3). Для уменьшения фокусного расстояния входная апертура линзы делается как можно меньше, и используются составные линзы с большим количеством преломляющих поверхностей [16]. Кроме того, необходимо учитывать, что рентгеновское излучение поглощается в материале линзы. Таким образом, эти линзы больше подходят для синхротрона с его узким рентгеновским пучком, нежели для источника рентгеновского излучения с ионным и электронным возбуждением [17].

Оптические элементы, работа которых основана на интерференционном принципе, состоят из слоев материалов с различной диэлектрической проницаемостью. Так как коэффициент отражения рентгеновского излучения от границы раздела слоев представляет собой малую величину, то для увеличения эффективности работы оптики такого типа применяют большое количество слоев, излучение от которых складывается

синфазно. При 2D-фокусировке рентгеновские зеркала имеют $\Omega = 8E-4$ ср [18], и $T \approx 60\%$, что дает $\Omega \cdot T \approx 5E-4$ ср.

Принцип работы зонных пластинок и решеток ничем не отличается от принципа работы оптических элементов видимого диапазона [14]. Если диаметр зонной пластинки d значительно меньше фокусного расстояния f , то в случае формирования изображения в масштабе 1:1 получим

$$\Omega \approx \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 / (2f)^2 = \pi \left(\frac{\lambda}{4\Delta r_n} \right)^2. \quad (4)$$

Для линии Cu Ka и достигнутом $\Delta r_n = 50$ нм можно получить $\Omega \approx 2E-6$ (4), что при $T_{\max} \approx 28\%$ дает $\Omega \cdot T \approx 6E-7$ ср.

Зонные пластинки позволяют создавать микропучки рентгеновского излучения с меньшими размерами, чем в случае применения поликапиллярной оптики.

Полное внешнее отражение рентгеновского излучения от поверхности осуществляется при углах падения, меньших критического угла θ_c :

$$\theta_c = \sqrt{2\delta}. \quad (5)$$

Угол θ_c очень мал, но использование изогнутого капилляра, в котором рентгеновские лучи испытывают многократное отражение от его внутренней поверхности, позволяет повернуть рентгеновские лучи на большой угол. Поликапиллярная оптика представляет собой совокупность большого количества полых изогнутых стеклянных трубок с малым внутренним диаметром, которые используются для эффективного захвата рентгеновских лучей из области заданных размеров. Ранние работы по созданию поликапиллярной оптики проводились Кумаховым М.А. [19], этот тип оптики также называют оптикой Кумахова. Современное состояние работ в поликапиллярной оптике описано в [20]. Для этого типа оптики $\Omega \cdot T$ может достигать $2E-3$ ср. Все вышесказанное определило выбор поликапиллярной оптики для квазимонохроматического источника рентгеновского излучения на базе электростатического ускорителя.

Камера конвертера

Источник рентгеновского излучения (модель источника представлена на рис.7, внешний вид приведен на рис.8) состоит из камеры (6), соединенной с камерой дублета ЭКЛ и встроенной непосредственно в систему транспортировки пучка. В камеру помещены мишень-конвертер (1) с водяным охлаждением и гильза (7) с окном вывода рентгеновского излучения (2). Наблюдение за положением мишени-конвертера осуществляется через смотровое окно.

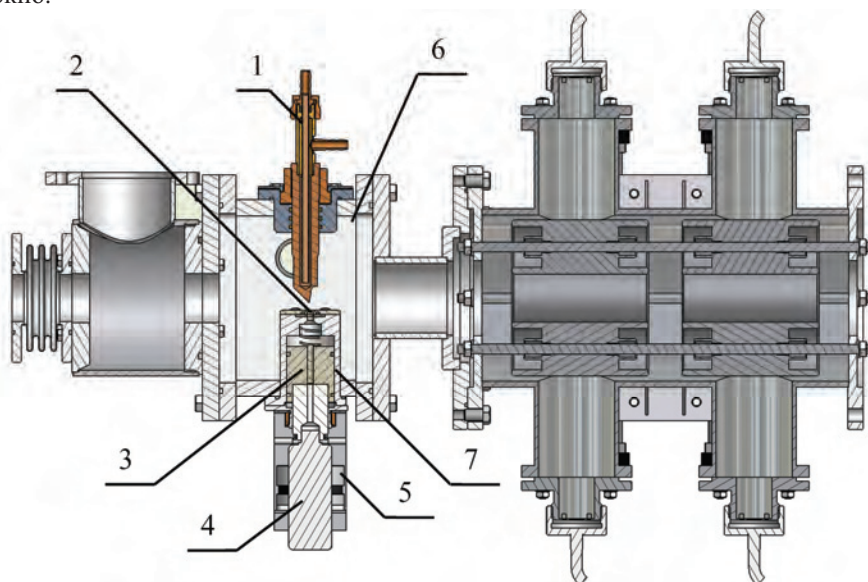


Рис.7. Модель камеры конвертера с дублетом ЭКЛ в разрезе.

1 - конвертер; 2 - окно для вывода рентгеновского излучения в атмосферу; 3 - держатель поликапиллярной линзы; 4 - детектор рентгеновского излучения; 5 - система позиционирования держателя поликапиллярной линзы и детектора рентгеновского излучения; 6 - камера конвертера; 7 - гильза.

Важной особенностью камеры является то, что мишень-конвертер можно без нарушения вакуума перемещать в плоскости, перпендикулярной оси пучка, а также поворачивать вокруг своей оси. Это позволяет подобрать оптимальное размещение конвертера, а также отвести конвертер от ионного пучка без нарушения рабочего вакуума для осуществления транспортировки пучка к другим аналитическим каналам.

В качестве материала мишени использовалась медь. Этот материал имеет подходящие физические свойства и довольно часто используется в качестве мишеней в рентгеновских трубках. Необходимо отметить,

что порог реакции $\text{Cu}^{65}(\text{p}, \text{n})\text{Zn}^{66}$ составляет примерно 2,1 МэВ, а поэтому для предотвращения увеличения уровня фона энергию протонного пучка нужно выбрать ниже этого значения. В случае необходимости мишень легко может быть заменена на мишень из другого материала. Мишень-конвертер имеет две рабочие поверхности, которые можно устанавливать под пучок путем поворота конвертера на 180 градусов. В этих рабочих поверхностях реализовано две геометрии. Первая (с углами $\alpha = 7^\circ$ и $\beta = 83^\circ$) была выбрана исходя из проведенного выше анализа ионно-оптической системы. Другая геометрия – с классическими углами $\alpha = \beta = 45^\circ$.

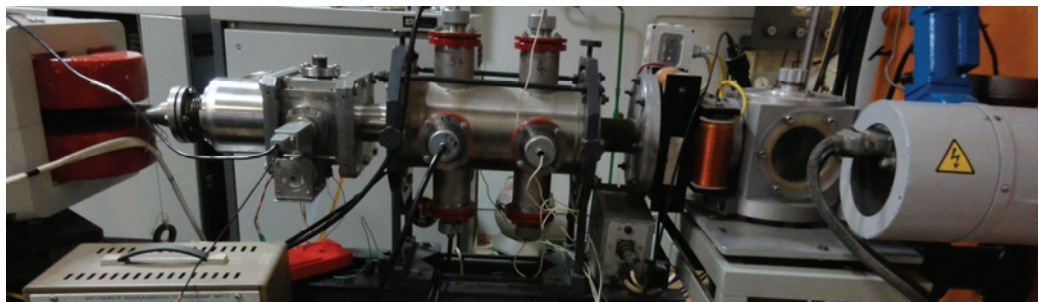


Рис.8. Внешний вид источника квазимонохроматического рентгеновского излучения на основе электростатического ускорителя протонов.

Генерируемое в мишени рентгеновское излучение выводится в атмосферу через окно вывода из алюминиевой фольги толщиной 150 мкм. В гильзе, непосредственно за окном вывода, устанавливается держатель рентгеновской линзы и система ее позиционирования. Использование гильзы дает возможность установить рентгеновскую линзу максимально близко к мишени-конвертеру, позволяя использовать короткофокусную оптику. При исследовании характеристик источника квазимонохроматического рентгеновского излучения к гильзе присоединяется детектор, который также позиционируется с помощью вышеупомянутой системы. Удаленное управление системой позиционирования и управление фокусировкой ионного пучка конвертерного канала осуществляется с помощью персонального компьютера с использованием разработанного нами универсального контроллера. Контроллер позволяет независимо изменять параметры двух высоковольтных блоков питания типа ИВН-100Б, которые используются для запитывания дублета ЭКЛ.

Результаты измерений спектров рентгеновского излучения из источника

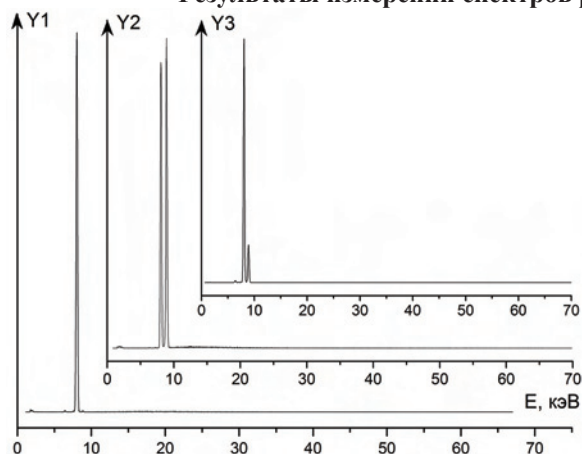


Рис.9. Спектры рентгеновского излучения из медного конвертера. Y1 (с применением Ni фильтра) и Y2 (без Ni фильтра) – измеренные на источнике рентгеновского излучения; Y3 – измеренный на канале резерфордского обратного рассеяния АУК ИПФ НАН Украины.

Спектр рентгеновского излучения из источника был получен с помощью детектора Amptek XR-100SDD. Измерения проводились при энергии протонов 1 МэВ и токе пучка 30 мкА без применения рентгеновской оптики. Детектор находился в воздухе. Как и ожидалось, эмиссия фотонов была интенсивной и для уменьшения загрузки детектор был экранирован алюминиевой фольгой. Для того, чтобы отфильтровать линию $\text{CuK}\beta$, дополнительно был использован Ni фильтр (см. Y1 на рис.9).

Расчет показывает, что соотношение линий $\text{CuK}\beta/\text{CuK}\alpha$ в вакууме 1:9 (см. спектр Y3) изменяется на 1,1:1 из-за различий линейного коэффициента ослабления $\text{CuK}\alpha$ (8,05 кэВ) и $\text{CuK}\beta$ (8,91 кэВ) для Al фольги-поглотителя с толщиной 0,6 мм и воздуха, что экспериментально наблюдается (см. спектр Y2). Из анализа спектра Y1 следует, что степень монохроматичности источника не ниже 93%. Авторы статьи под степенью монохроматичности подразумевают отношение числа фотонов,

приходящихся на K-серии, к общему числу зарегистрированных фотонов. Ширина линии обусловлена главным образом величиной энергетической разрешающей способности детектора и составляет 0,2 кэВ. Необходимо отметить, что на самом деле ширина линии намного меньше, и вероятно близка к природной ширине $\text{K}\alpha$ линии меди, которая составляет 2,11 эВ для $\text{CuK}\alpha_1$ и 2,17 эВ для $\text{CuK}\alpha_2$ [21].

ВЫВОДЫ

В Институте прикладной физики НАН Украины на базе электростатического ускорителя на 2 МэВ разработан и создан источник квазимонохроматического рентгеновского излучения. Фокусировка ионного пучка осуществляется с помощью дублета электростатических квадрупольных линз. Для фокусировки

рентгеновского излучения используется поликапиллярная оптика. Рассчитанный выход рентгеновского излучения К-серии для мишеней из Ti, Cu и Zr для энергий протонного пучка 0,7-1,5 МэВ хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными авторами в этой работе. Источник квазимонохроматического рентгеновского излучения планируется использовать в исследованиях влияния радиационного облучения на биологические образцы, а также для реализации метода рентгено-флуоресцентного анализа с повышенной чувствительностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Otendal M., Tuohimaa T., Vogt U., Hertz H.M. A 9 keV electron-impact liquid-gallium-jet x-ray source. // *Review of Scientific Instruments*. – 2008. – Vol.79. – P.016102.
2. Avaldi L., Bassi S., Castiglioni M., Milazzo M., Silari M., Weckerinann B. Experimental results from high-intensity sources of monochromatic X-rays generated by 10-38 MeV protons // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. – 1990. – Vol.299. – P.240-245.
3. Harken A.D., Randers-Pehrson G., Johnson G.W., Brenner D.J. The Columbia University proton-induced soft X-ray microbeam // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2011. – Vol.269. – P.1992-1996.
4. Shabel'nikov L.G., Denisenko V.L., Il'yashenko M.V., Storizhko V.E., Drozdenko A.A., Vershinskiy S.A. Proekt istochnika kvazimonokhromaticheskogo rentgenovskogo izlucheniya na baze uskoritelya protonov, snabzhennogo rentgenopticheskoy sistemoy // *Metallofizika i noveyshie tekhnologii*. – 2010. – T.32. – S.1-12.
5. Cohen D.D. and Harrigan M. K- and L-shell ionization cross sections for protons and helium ions calculated in the ECPSSR theory // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. – 1985. – Vol.33. – P.255-343.
6. Pia M.G., Weidenspointner G., Augelli M., Quintieri L., Saracco P., Sudhakar M., Zoglauer A. PIXE Simulation With Geant4 // *IEEE transactions on nuclear science*. – 2009. – Vol.56. – P.3614-3649.
7. Khan Md.R., Crumpton D., Francois P.E. Proton-induced X-ray production in titanium, nickel, copper, molybdenum and silver // *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*. – 1976. – Vol.9. – P.455-460.
8. Folkmann F., Gaarde C., Huuns T., Kemp K., Proton induced X-ray emission as a tool for trace element analysis // *Nuclear Instruments and Methods*. – 1974. – Vol.116. – P.487-499.
9. Storizhko V.E., Ponomarev A.G., Rebrov V.A., Chemeris A.I., Drozdenko A.A., Dudnik A.B., Miroshnichenko V.I., Sayko N.A., Pavlenko P.A., Peleshuk L.P. The Sumy scanning nuclear microprobe: Design features and first tests // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2007. – Vol.260. – P.49-54.
10. Storizhko V.E., Drozdenko A.A., Miroshnichenko V.I., Ponomarev A.G. Mikroanaliticheskiy kompleks na baze kompaktnogo elektrostatičeskogo uskoritelya IPF NAN Ukrainy // *Proc. Int. Conf. Current Problems Nucl. Phys. At. Energy NPAE'2006*, 29.05-3.06.2006, Kyiv, Ukraine - Kyiv, 2007, p. 745-753.
11. Vershinskiy S.A., Ponomarev A.G., Storizhko V.E., Denisenko V.L., Il'yashenko M.V. Optimizatsiya ionno-opticheskoy sistemy istochnika kvazimonokhromaticheskogo rentgenovskogo izlucheniya na baze elektrostatičeskogo uskoritelya // *Yaderna fizika ta energetika*. – 2010. – T.11. – S.195-198.
12. Dymnikov A.D., Osetinskiy G.M. Sistema formirovaniya protonnykh puchkov mikronnykh razmerov // *Fizika elementarnykh chastits i atomnogo yadra*. – 1989. – T.20. – S.694-73.
13. Ponomarev A.G., Melnik K.I., Miroshnichenko V.I. Parametric multiplets of magnetic quadrupole lenses: application prospects for probe-forming systems of nuclear microprobe // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. – 2005. – Vol.231. – P.86-93.
14. Dabagov S.B. Kanalirovanie neytral'nykh chastits v mikro- i nanokapillyarakh // *Uspekhi fizicheskikh nauk*. – 2003. – T.173. – S. 1083-1106.
15. Lengeler B., Schroer C., Tummler J., Benner B., Richwin M., Snigirev A., Snigireva I., Drakopoulos M. Imaging by parabolic refractive lenses in the hard X-ray range // *Journal of Synchrotron Radiation*. – 1999. – Vol.6. – P.1153-1167.
16. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Souvorov A., Lengeler B. Focusing high-energy X-rays by compound refractive lenses // *Applied optics*. – 1998. – Vol.37. – P.653-662.
17. Bass M. *Handbook of Optics: Volume III Classical Optics, Vision Optics, X-Ray Optics* 2nd Ed., McGraw-Hill Professional Publishing. – 2000.
18. Tsuji K. et al. *X-Ray Spectrometry: Recent Technological Advances*. - John Wiley & Sons, 2004. - 616 p.
19. Kumakhov M.A., Komarov F.F. Multiple reflection from surface x-ray optics // *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*. – 1990. – Vol.191. – P.289-350.
20. MacDonald C. Focusing Polycapillary Optics and Their Applications // *X-Ray Optics and Instrumentation*. – 2010. – Vol.2010. – 17p.
21. Grieken R.E., Markowicz A.A. *Handbook of X-Ray Spectrometry, Second Edition Revised and Expanded*, Marcel Dekker Inc. - 2002, New York, Basel.