

УДК 539.122.17

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ НА ОСНОВЕ ХРИ

А.С. Деев

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ

ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина

e-mail: deev@kipt.kharkov.ua

Received 4 September 2012, accepted 8 November 2012

В рамках программного кода GEANT 4.9.2 рассчитаны спектрально-угловые характеристики тормозного излучения электронов для аморфных мишеней. Для мишеней из Si и W различной толщины рассчитаны угловые распределения выхода тормозного излучения $N_{\gamma}(\theta)$ при различных значениях энергии электронов $E_e = 30 \dots 1200$ МэВ. Показано, что ширина угловых распределений на полувысоте $\theta_{1/2}$ уменьшается с ростом E_e и возрастает с увеличением атомного заряда и толщины мишеней. Моделировалось взаимодействие тормозного излучения электронов с материалом вторичных мишеней, в которых возбуждается характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ). Расчеты проведены для вторичных мишеней с различными поперечными размерами, соответствующими заданным значениям телесного угла, выделяющего часть потока тормозного излучения. Рассчитанные угловые зависимости выхода ХРИ сравнивались с соответствующими угловыми распределениями тормозного излучения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: тормозное излучение, ХРИ, угловые распределения, моделирование, GEANT 4.9.2

MEASUREMENTS OF ANGULAR DISTRIBUTIONS OF ELECTRON BREMSSTRAHLUNG METHOD BASED ON CXR

O.S. Deiev

National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"

61108, Academichna str. 1, Kharkiv, Ukraine

The spectral-angular characteristics of the electrons bremsstrahlung from amorphous targets were calculated in program code GEANT 4.9.2. The angular distributions of the bremsstrahlung yield from Si and W targets with different thickness for electron energy $E_e = 30 \dots 1200$ MeV were calculated. It is shown that the width angular distributions $N_{\gamma}(\theta)$ at half maximum $\theta_{1/2}$ decreased with increasing E_e and increased with increasing Z and targets thickness. The interaction of electron bremsstrahlung with the secondary targets material was modeled in which characteristic X-ray radiation (CXR) are excited. The calculations for the secondary targets with different transverse size corresponding to given values of the solid angle, which selected the portion of bremsstrahlung flux, were performed. Calculated angular dependence of CXR and the corresponding angular distributions of bremsstrahlung are compared.

KEY WORDS: bremsstrahlung, CXR, angular distributions, modeling, GEANT 4.9.2

ВИМІРЮВАННЯ КУТІВ РОЗПОДІЛУ ГАЛЬМІВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ МЕТОДОМ НА ОСНОВІ ХРВ

О.С. Деев

ІФВЕЯФ ННЦ ХФТИ

вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна

У рамках програмного коду GEANT 4.9.2 розраховані спектрально-кутові характеристики гальмівного випромінювання електронів для аморфних мішеней. Для мішеней з Si і W різної товщини розраховані кутові розподіли виходу гальмівного випромінювання $N_{\gamma}(\theta)$ при різних значеннях енергії електронів $E_e = 30 \dots 1200$ Мев. Показано, що ширина кутових розподілів на напіввисоті $\theta_{1/2}$ зменшується з ростом E_e і зростає із збільшенням атомного заряду і товщини мішеней. Моделювалася взаємодія гальмівного випромінювання електронів з матеріалом вторинних мішеней, в яких збуджується характеристичне рентгенівське випромінювання (ХРВ). Розрахунки проведено для вторинних мішеней з різними поперечними розмірами, відповідними заданим значенням тілесного кута, що виділяє частину потоку гальмівного випромінювання. Розраховані кутові залежності виходу ХРВ порівнюються з відповідними кутовими розподілами гальмівного випромінювання.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: гальмівне випромінювання, ХРВ, кутові розподіли, моделювання, GEANT 4.9.2

Измерение спектров интенсивного рентгеновского излучения при каналировании электронов в кристаллах сопряжено с трудностями из-за большого потока квантов в импульсе. Такие импульсы будут насыщать любой детектор и измерительную систему, использование амплитудного анализа в этом случае затруднено. Перед детекторами, чувствительными к потоку фотонов, помещают вторичные мишени-рассеиватели, преобразующие первичное излучение во вторичное, значительно меньшее по интенсивности. Выбор системы преобразования (переизлучения, фильтрации) зависит от энергии рентгеновского излучения. Затем измеренный спектр вторичного излучения обрабатывают, восстанавливая спектр первичного излучения. В настоящее время применяются, например, системы преобразования излучения с помощью комптоновского рассеяния [1,2], путем измерения характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) [3,4], на основе фильтра Росса [5,6].

Оценка спектрально-угловых характеристик тормозного излучения необходима для предсказания интенсивности излучения под малыми углами, а также значений фонового излучения под большими углами. Программный код GEANT 4 позволяет провести такие расчеты для случая аморфной мишени.

Взаимодействие электронов и гамма-квантов со средой реализовано в GEANT 4 с учетом основных физических процессов [7,8]. В приближении Electromagnetic\LowEnergy для гамма-квантов учтены фотоэффект, процессы комптоновского (неупругого) и рэлеевского (упругого) рассеяния, образование электрон-позитронных пар. Для электронов учитывается ионизация, многократное рассеяние и тормозное излучение. В коде GEANT 4.9.2 табулированы результаты обработки спектров тормозного излучения для электронов с энергией в диапазоне $E_e = 1 \text{ кэВ} \dots 10 \text{ ГэВ}$ для атомных зарядов $Z = 6, 13, 29, 47, 74, 92$.

Цель настоящей работы: 1. Использовать возможности программного кода GEANT 4 для расчета энергетических и угловых зависимостей выхода тормозного излучения; 2. Оценить спектрально-угловые характеристики ХРИ, возбуждаемого во вторичной мишени, установленной на пути тормозного излучения, для определенной энергии электронов и вещества вторичных мишеней.

МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

В рамках программного кода GEANT 4 рассчитывались спектрально-угловые характеристики тормозного излучения электронов, выходящего из аморфных мишеней с различным зарядом. Расчетные спектры излучения имели характерную зависимость выхода гамма-квантов $N(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$ и преобразовывались в интенсивность излучения $N_\gamma \times E_\gamma / \Delta E_\gamma / N_e$, где N_γ - число гама-квантов с энергией в интервале $(E_\gamma; E_\gamma + \Delta E)$, N_e - число падающих электронов). Интенсивность излучения существенно зависит от параметров эксперимента: энергии электронов E_e , атомного заряда атомов мишени-конвертора, ее толщины, телесного угла регистрации квантов и др.

Зависимости выхода тормозного излучения от угла определяли двумя способами. В первом случае суммировались гамма кванты N_γ в диапазоне энергий $(E_\gamma; E_\gamma + \Delta E)$ в зависимости от сферического угла θ . Значения азимутального угла ϕ находятся в интервале $(0; 2\pi)$. В итоге получалась зависимость числа квантов $N_\gamma(\theta)$, попадающих в телесный угол $2\pi \times (1 - \cos(\theta))$. Число квантов плавно нарастало при увеличении θ от 0 до 1,57 радиан. Максимальным значением считалось $N_\gamma(1,57)$, что соответствует полному числу излученных квантов, попадающих в переднюю полусферу. Полушириной углового распределения считали угол $\theta_{1/2}$ при котором число зарегистрированных квантов равно $N_\gamma(1,57)/2$.

Во втором случае зависимость $N_\gamma(\theta)$ преобразовывались в интенсивность излучения и нормировалась на телесный угол регистрации. Такая величина плавно уменьшалась с ростом угла θ . Полушириной углового распределения считали угол $\theta_{1/2}$, при котором нормированное значение интенсивности составляло половину максимального. Полуширины для двух подходов дают близкие значения.

Зависимости выхода ХРИ из вторичных мишеней от угла расположения вторичной мишени определяли аналогичным образом. Вторичная мишень выбрана в виде сферы, заполняющей телесный угол $2\pi \times (1 - \cos(\theta))$.

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Полученные величины интенсивностей излучения $N_\gamma \times E_\gamma / \Delta E_\gamma / N_e$ превышали экспериментальные данные [9,10] на 10...25% для различных толщин Be, Si при различных телесных углах регистрации излучения. Расхождение увеличивается с ростом толщины кристалла и атомного заряда. Так, для мишени из W расчет отличался от эксперимента на 30...50%. В эксперименте θ составляло 0,2...0,4 мрadian.

Рассчитаны угловые распределения выхода излучения для мишени из Si, толщиной 1 мм при энергии электронов $E_e = 30, 300$ и 1200 МэВ. На рис. 1 представлены угловые распределения интенсивности излучения, нормированного на телесный угол для $E_e = 300$ и 1200 МэВ. Зависимости от угла заметно шире при более низких энергиях электронов. Угловые ширины $\theta_{1/2}$ на полувысоте распределений составили для 30 МэВ – 0,036 рад, 300 МэВ – 0,0038 рад, 1200 МэВ – 0,00096 рад. При фиксированной толщине Si, 1мм имеем пропорциональное энергии E_e уменьшение $\theta_{1/2}$ с увеличением E_e .

На рис. 2 представлены расчетные угловые зависимости излучения для мишеней Li, Si и W толщиной $t = 1$ мм. Для удобства сравнения расчетные данные нормировались на максимум интенсивности.

Величина $\theta_{1/2}$ существенно возрастает с ростом заряда атомов мишени. Отметим, что для Pt толщиной 1мм при $E_e = 30$ МэВ величина полуширины становится очень большой ($\theta_{1/2} = 0,2$ рад для $E_\gamma > 1$ МэВ).

На рис. 3 представлены расчетные зависимости выхода гамма-квантов от толщины кремния для энергий электронов 30, 300 и 1200 МэВ. Зависимости имеют выход на максимум при толщине Si около 15мм для $E_e = 30, 300$ МэВ и 30мм для $E_e = 1200$ МэВ. При дальнейшем увеличении толщины мишеней выход квантов начинает уменьшаться. Для $E_e = 1200$ МэВ, $E_\gamma = 30 \dots 50$ МэВ, $N_e = 10^7$, $\theta = 0,35$ мрад падение выхода при $t = 65$ мм составляет 10%. Интенсивности излучения, нормированные на равный телесный угол отличаются в области малых углов примерно на порядок для энергий 300 и 1200 МэВ. Это удовлетворительно согласуется с нашими экспериментами по измерению преобразования энергии электронов в гамма-излучение [9,10]. При расчетах угловых зависимостей выхода излучения использованы толщины мишеней, значительно меньшие толщин, характерных для насыщения выхода излучения.

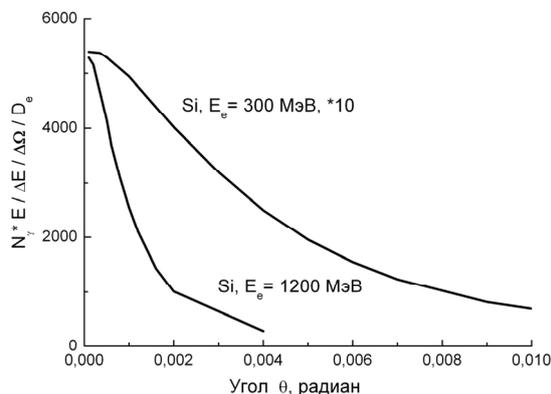


Рис.1. Угловые зависимости нормированных интенсивностей излучения из Si, $t=1$ мм: $E_e=300$ МэВ, $E_\gamma=5\dots100$ МэВ, $N_e=10^8$ и $E_e=1200$ МэВ, $E_\gamma=30\dots50$ МэВ, $N_e=10^7$

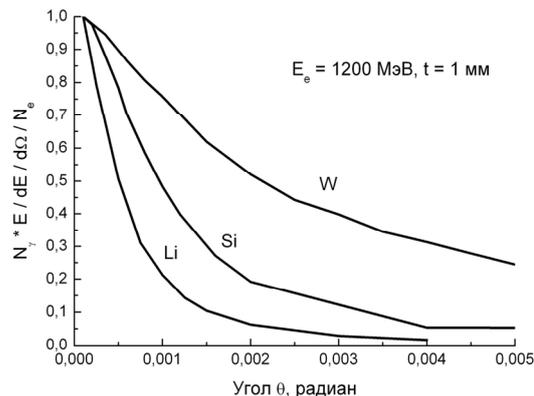


Рис.2. Угловые зависимости нормированных интенсивностей излучения из Li, Si, W, с толщиной $t=1$ мм: $E_e = 1200$ МэВ, $E_\gamma = 5\dots100$ МэВ, $N_e = 10^8$

На рис.4 представлены угловые полуширины $\theta_{1/2}$ на полувысоте распределений излучения $N_\gamma(\theta)$ в зависимости от толщины мишени-конвертора из вольфрама W (толщина t , мм) при различных энергиях электронов. Суммировались кванты с $E_\gamma > 1$ МэВ.

Имеет место обратная пропорциональность полуширины углового распределения излучения $\theta_{1/2} \sim 1/E_e$ при одинаковых толщинах мишеней. Наблюдается заметное увеличение величины расчетных угловых полуширин $\theta_{1/2}$ с ростом толщины конвертора из W.

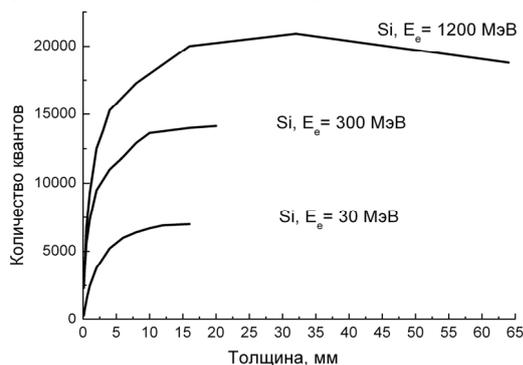


Рис.3. Выход гамма-квантов излучения в зависимости от толщины Si (мм).

$E_e = 30$ МэВ, $E_\gamma = 1\dots30$ МэВ, $N_e = 10^5$, $\theta = 0,05$ рад, $E_e = 300$ МэВ, $E_\gamma = 5\dots100$ МэВ, $N_e = 2 \cdot 10^7$, $\theta = 0,35$ мрад и $E_e = 1200$ МэВ, $E_\gamma = 30\dots50$ МэВ, $N_e = 10^7$, $\theta = 0,35$ мрад

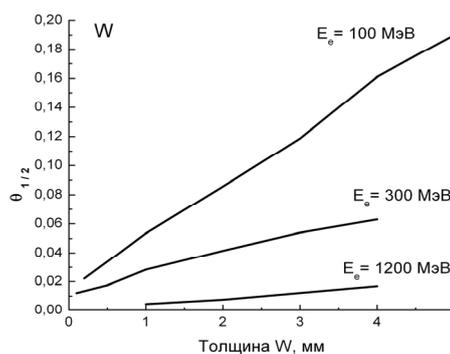


Рис.4. Угловые ширины $\theta_{1/2}$ (рад) на полувысоте распределений $N_\gamma(\theta)$ в зависимости от толщины W, мм при различных энергиях электронов.

$E_e = 100$ МэВ (вверху), 300 МэВ, 1200 МэВ (внизу)

В GEANT 4 имеется возможность математически отключать различные физические процессы при моделировании взаимодействия частиц с атомами вещества. При отключении процесса многократного рассеяния электронов наблюдается существенное уменьшение угловой полуширины распределения излучения. Так для $\theta_{1/2}$ в W получены следующие результаты: $\theta_{1/2}=0,002$ рад при $E_e = 1200$ МэВ, $t = 4$ мм ($\theta_{1/2}$ уменьшается в 8,4 раз по отношению к $\theta_{1/2}$, рассчитанной при учете всех процессов). Величина $\theta_{1/2} = 0,011$ рад при $E_e = 100$ МэВ, $t = 2$ мм ($\theta_{1/2}$ уменьшилась в 7,8 раз).

Таким образом, расчеты в GEANT 4 подтверждают, что увеличение угловых полуширин $\theta_{1/2}$ на полувысоте распределений $N_\gamma(\theta)$ с увеличением заряда атомов мишени либо ее толщины обусловлено в первую очередь многократным рассеянием электронов. Суммарное излучение в переднюю полусферу от многократного рассеяния не зависит.

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫХОДА ХРИ

На пути тормозного излучения помещались вторичные мишени, в которых возбуждалось ХРИ и рассчитывались угловые зависимости выхода ХРИ, получаемые путем изменения углового размера вторичной мишени, расположенной симметрично относительно оси пучка тормозных фотонов.

Схема расчетного эксперимента по возбуждению ХРИ тормозным излучением электронов представлена на рис. 5. Тормозное излучение возникает при попадании электронов на аморфную мишень-конвертор (м1). Затем электроны отсекаются программно. Тормозное гамма излучение попадает на сферическую вторичную мишень (м2), где происходит генерация ХРИ. Таким образом, моделируется взаимодействие тормозного излучения с материалом вторичных мишеней. ХРИ регистрируется под большим углом детектором (Д). Меняя угол θ от 0 до $\pi/2$ путем изменения размера вторичной мишени, получаем зависимости выхода ХРИ от угла, вырезаемого

вторичной мишенью, которые сравниваем с распределением по углу θ тормозного излучения.

В расчетах для выбранной толщины первичной мишени-конвертора моделировались спектры тормозного излучения электронов. Затем эти спектры в рентгеновской области энергий разбивались на интервалы (E_γ ; $E_\gamma + \Delta E$), в каждом из интервалов суммировались тормозные кванты для определенного вторичной мишенью угла θ - $N_\gamma(\theta)$. Для каждого выбранного энергетического интервала строилась отдельная угловая зависимость числа гамма-квантов в интервале от угла θ (рис. 6). Нормировка проводилась на величину $N_\gamma(1,57)$.

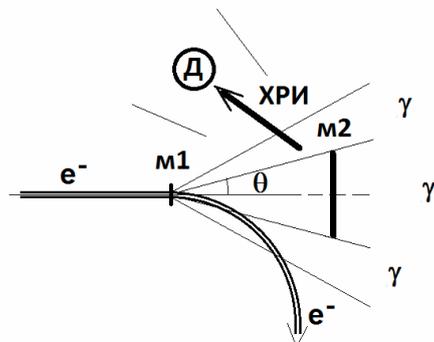


Рис. 5. Схема расчетного эксперимента по возбуждению ХРИ тормозным излучением электронов.

Слева – электроны e^- , γ -тормозное излучение, $m1$ – мишень-конвертор, D – детектор квантов ХРИ, $m2$ – вторичная мишень.

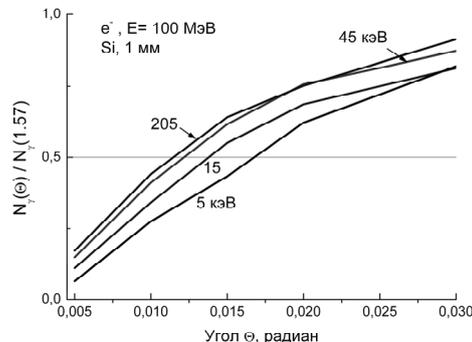


Рис. 6. Угловая зависимость тормозного излучения электронов в рентгеновской области $N_\gamma(\theta)/N_\gamma(1,57)$.

Выделены участки спектра (E_γ ; $E_\gamma + \Delta E$): 0-5, 5-15, 15-45 и 45-205 кэВ. $E_e = 100$ МэВ, мишень Si, 1 мм.

Имеется различия в полуширинах углового распределения тормозного излучения для различных значений энергии E_γ регистрируемых квантов. Наиболее значительное изменение полуширины наблюдается в интервале энергий E_γ от 5 до 45 кэВ. Для квантов с большими энергиями различие полуширин нивелируется. Причиной такого поведения угловых зависимостей являются процессы рассеяния тормозных квантов в материале мишени. Различие полуширин будет усиливаться с увеличением толщины первичной мишени.

Затем рассчитывались полуширины углового распределения выхода ХРИ для легких и тяжелых элементов вторичной мишени. Как известно, ХРИ возбуждается квантами с энергией, превышающей энергию К-края возбуждения для конкретного материала. Для тонких вторичных фольг энергетический интервал тормозных квантов, определяющий вклад в суммарный выход ХРИ, превышает энергию К-края приблизительно на 10-15 кэВ для легких элементов и на 20-35 кэВ для тяжелых элементов вторичной мишени [4]. Этим интервалом энергий будет усредняться выход ХРИ, что приведет к уменьшению различия в ширинах угловых распределений ХРИ.

На рис. 7 представлены угловые зависимости выхода тормозного излучения $N_\gamma(\theta)/N_\gamma(1,57)$ электронов с $E_e = 30$ МэВ для Si толщиной 1 мм. Здесь же представлены угловые зависимости выхода ХРИ, возбуждаемого тормозным излучением во вторичных мишенях из Cu и Ag толщиной 0,1 мм. На рис. 8 представлены аналогичные зависимости для $E_e = 100$ МэВ для мишени из W толщиной 1 мм, вторичные мишени из U и Sn толщиной 0,5 мм.

Вид угловых зависимостей выхода ХРИ, возбуждаемого тормозным излучением во вторичных мишенях аналогичен виду зависимостей тормозного излучения. Полуширины угловых распределений на рис. 7 практически совпадают.

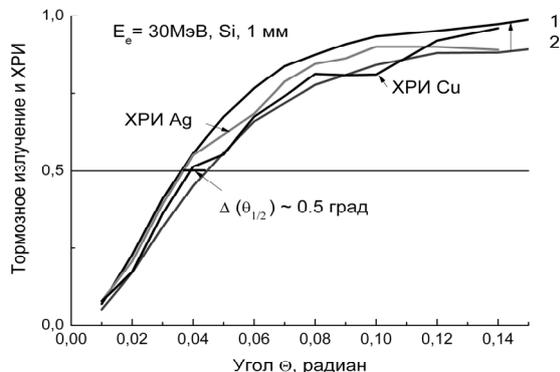


Рис. 7. Угловые зависимости выхода тормозного излучения электронов с $E_e = 30$ МэВ для Si толщиной 1 мм.

1 - $E_\gamma > 1$ МэВ, 2 - 5-25 кэВ. Угловые зависимости выхода ХРИ из Cu и Ag мишеней толщиной 0,1 мм.

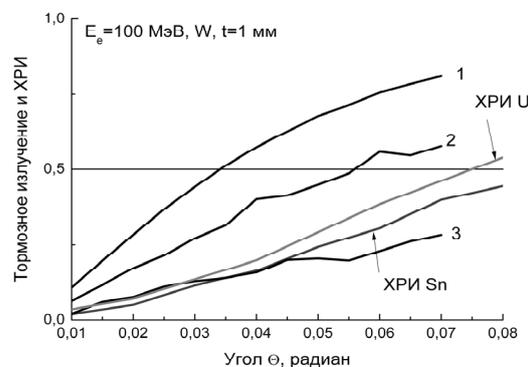


Рис. 8. Угловые зависимости выхода тормозного излучения электронов с $E_e = 100$ МэВ для W, 1 мм.

1 - $E_\gamma > 1$ МэВ, 2 - 100-150 кэВ, 3 - 5-50 кэВ. Угловые зависимости выхода ХРИ из U и Sn, 0,5 мм.

На рис. 6,7 отличие в значениях полуширин углового распределения тормозного излучения электронов для

различных E_γ составляет $\sim 0,5^\circ$, а на рис. 8 превышает 1° .

Предполагалось, что с уменьшением энергии К-края поглощения (уменьшением атомного заряда элементов вторичной мишени) мы будем наблюдать постепенное увеличение величины угловой полуширины распределения выхода ХРИ. Такая тенденция подтвердилась в расчетах (рис. 8), но в силу незначительного отличия ширин углового распределения для тормозного излучения и имеющихся погрешностей усреднения выхода ХРИ, возбуждаемого квантами с различными энергиями, получить заметный эффект сложно.

Так, в случае $E_e = 30$ МэВ для Si толщиной 1 мм и применения Am фольги 0,5 мм не удастся увидеть достоверного различия расчетных полуширин выхода ХРИ для К- (0,0335 рад) и L-линий (0,0345 рад). Не удастся различить также угловые полуширины выхода ХРИ из Cu и Ag мишеней (рис. 7).

ВЫВОДЫ

Проведены расчеты спектрально-угловых характеристик излучения электронов в зависимости от атомного заряда атомов мишени, ее толщины, энергии электронов. Рассчитаны угловые зависимости выхода ХРИ, возбуждаемого потоком тормозных квантов.

Результаты расчетов интенсивности излучения, проведенные в данной работе, близки к экспериментально измеренным в [3,4] и позволяют сделать вывод о возможности использования программного кода GEANT 4.9.2 для моделирования излучения электронов из аморфных мишеней.

Имеет место обратная пропорциональность полуширины углового распределения $\theta_{1/2}$ на полувысоте распределений $N_\gamma(\theta)$ от энергии электронов E_e при одинаковой толщине мишеней из Si и W. Наблюдается заметное увеличение расчетной угловой полуширины $\theta_{1/2}$ с ростом толщины мишеней. Возрастание угловой полуширины $\theta_{1/2}$ с увеличением заряда атомов мишени и ее толщины обусловлено, в первую очередь, многократным рассеянием электронов. Суммарное излучение в переднюю полусферу не зависит от многократного рассеяния.

Имеются различия в полуширине углового распределения выхода тормозного излучения для различной энергии E_γ регистрируемых квантов. Наиболее значительные отличия полуширины наблюдаются в области E_γ от 5 до ~ 100 кэВ. Причиной такого поведения угловых зависимостей являются процессы рассеяния тормозных квантов в материале первичной мишени.

Для различных значений углового размера вторичной мишени, проведены расчеты, позволившие получить угловые зависимости выхода ХРИ. Угловая ширина выхода ХРИ, возбуждаемого тормозным излучением во вторичных мишенях численно близка к угловым распределениям тормозного излучения. Это подтверждает принципиальную возможность применения метода, основанного на измерении ХРИ из вторичных мишеней, для определения угловых распределений высокоинтенсивного тормозного излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wagner W., Azaderan B., Sobiella M. et al. An intense channeling radiation source // Nucl. Instr. Meth. B. - 2008. - Vol.266. - P. 327-334.
2. Bocek G.L., Deev A.S., Maslov N.I. Ob izmerenii energeticheskikh raspredeleniy tormoznogo izlucheniya s ispol'zovaniem komptonovskogo rasseyaniya // Poverkhnost'. Rentgenovskie, sinkhrotronnye i neytronnye issledovaniya. - 2012, № 4. - S.75-80.
3. Azartsov A.M., Bocek G.L., Vasil'ev G.P. i dr. O vozmozhnosti issledovaniya spektral'nykh kharakteristik intensivnogo rentgenovskogo izlucheniya elektronov srednikh energiy v kristallakh // Visnik KhNU, seriya fizichna «Yadra, chastinki, polya». - 2009. - № 868, vip. 3 /43/. - S. 86-95.
4. Deev A.S. Vosstanovlenie spektral'nykh kharakteristik izlucheniya elektronov v kristallakh po otноситel'nym vykhodam KhRI iz vtorichnykh misheney // Visnik KhNU, seriya fizichna «Yadra, chastinki, polya». - 2012. - № 991, vip. 1 /53/. - S. 35-40.
5. Johnson D.J. Study of the x-ray production mechanism of a dense plasma focus // Journal of Applied Physics. - 1974. - Vol. 45, №3. - P. 1147-1153.
6. Carrigan R.A., Sellschop Jr., Sellschop J.P.F. Electron channeling radiation at very high electron bunch charges // Physical Review A. - 2003. - Vol. 68. - P. 062901.
7. Electron and Positron Incident. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/Users Guides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V9.3/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
8. Seltzer S.M., Berger M.J. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electrons // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. - 1985. - Vol. B12. - P.95-134.
9. Adeishvili D.I., Antipenko A.P., Blazhevich S.V. et al. Apparatus for measurement of spectral and angular distributions of gamma quanta at exit from LUE-2000 linear accelerator // Inst. and Exp. Techn. - 1991. - Vol.34, №2. - Part 1. - P.294.
10. Bocek G.L., Kulibaba V.I., Maslov N.I. et al. Gamma radiation characteristics of 1.2 GeV electrons in thick silicon single crystals // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. - 2001. - Vol.173. - P.121-125.