

УДК 539.122.17

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ПО ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ВЫХОДАМ ХРИ ИЗ ВТОРИЧНЫХ МИШЕНЕЙ

А.С. Деев

*ННЦ "Харьковский физико-технический институт"
ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: deev@kipt.kharkov.ua*

Received 19 January 2012, accepted 11 February 2012

В GEANT 4.9.2 проведен расчет взаимодействия рентгеновского излучения с атомами вторичного конвертора, рассчитан выход К-линий характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из вторичной мишени. Моделировались спектры первичного излучения различного вида $N_{\text{РЕНТ}}(E) = f(E)$, аналогичные по форме тормозному излучению электронов в кристаллах. Рентгеновские кванты направлялись на вторичную мишень, возбуждали ХРИ, регистрируемое кольцевым детектором в диапазоне углов 90° - 180° . Для первичных спектров определялось отношение $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ выходов тормозного излучения из ориентированного кристалла к выходу излучения из разориентированного кристалла (ось/random). Рассчитаны соответствующие ось/random отношения $X_{\text{ХРИ}}(E)$ выходов ХРИ из вторичных мишеней в области энергий 7-115 кэВ. Сравниваются энергетические зависимости $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Показано, что восстановление низкоэнергетической части спектра тормозного излучения каналированных электронов корректно возможно в случае, когда спектр излучения имеет монотонный вид без сложной структуры.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: конверторы, вторичные излучения, ХРИ, восстановление спектров, моделирование, GEANT 4.9.2

SPECTRAL CHARACTERISTICS RESTORATION OF X-RAY ELECTRONS RADIATION IN CRYSTALS BY MEANS OF RELATIVE CXR YIELDS FROM SECONDARY TARGETS

O.S. Deiev

*National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"
61108, Academichna str. 1, Kharkiv, Ukraine*

In the GEANT 4.9.2 the interaction of the primary X-rays electromagnetic radiation with the secondary converter atoms was calculated, K-lines yields of characteristic X-rays radiation (CXR) were computed. Spectra of the primary radiation $N_{\text{RENT}}(E) = f(E)$ was simulated, analogous to the shape of the bremsstrahlung of electrons in crystals. X-rays were sent to the secondary target and excited the CXR, which was registered by the detector at angles 90° - 180° . The ratio $X_{\text{RENT}}(E)$ yield of intense X-ray bremsstrahlung radiation from oriented crystal to the yield of a disoriented crystal was determined (axis/random). The ratio (axis/random) of yields $X_{\text{CXR}}(E)$ from secondary targets in the energy range 7-115 keV were calculated. The energy dependence $X_{\text{RENT}}(E)$ and $X_{\text{CXR}}(E)$ were compared. Shown that recovery of low-energy bremsstrahlung spectra of channeled electrons is possible when the radiation spectrum of channeled electrons has a monotonous dependence with no complex structure.

KEYWORDS: converters, secondary radiations, CXR, restoration of spectra, modeling, GEANT 4.9.2

ВІДНОВЛЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В КРИСТАЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ХРВ З ВТОРИННИХ МІШЕНЬ

О.С. Деев

*ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"
вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна*

У GEANT 4.9.2 проведено розрахунок взаємодії рентгенівського випромінювання з атомами вторинного конвертора, розрахований вихід К-ліній ХРВ із вторинної мішені. Моделювалися спектри первинного випромінювання різного виду $N_{\text{РЕНТ}}(E) = f(E)$, аналогічні за формою гальмівного випромінювання електронів в кристалах. Рентгенівські кванти направлялися на вторинну мішень, де збуджували ХРВ, реєстроване кільцевим детектором в діапазоні кутів 90° - 180° . Для первинних спектрів визначалося відношення $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ виходів інтенсивного рентгенівського випромінювання електронів з орієнтованого кристалла до виходу випромінювання з розорієнтованого кристалла (ось/random). Розраховані відношення виходів (ось/random) ХРВ із вторинних мішеней $X_{\text{ХРВ}}(E)$ в області енергій 7-115 кеВ. Порівнюються енергетичні залежності $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ і $X_{\text{ХРВ}}(E)$. Відновлення низкоенергетичної частини спектра гальмівного випромінювання каналиваних електронів коректно можливо у випадку, коли спектр випромінювання має монотонний вигляд без складної структури.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: конвертори, вторинні випромінювання, ХРВ, відновлення спектрів, моделювання, GEANT 4.9.2

Измерение спектров интенсивного рентгеновского излучения (в плазме, излучении при каналировании электронов в кристаллах и т.д.) сопряжено с особыми трудностями из-за большого потока квантов в импульсе. Такие импульсы будут насыщать любой детектор и измерительную систему, поэтому использование амплитудного анализа в этом случае практически невозможно. Поэтому перед детекторами, чувствительными к потоку фотонов, помещают вторичные мишени-рассеиватели, преобразующие первичное излучение во вторичное, значительно меньшее по интенсивности. Затем полученный вторичный спектр излучения обрабатывают, восстанавливая первичный спектр излучения.

Излучение, возникающее при прохождении электронов через ориентированный кристалл, обладает различными особенностями, обусловленными сложными когерентными и интерференционными процессами взаимодействия частиц с кристаллом [1]. Интенсивность излучения частиц в кристалле значительно усиливается по сравнению с аморфной мишенью, кроме того могут возникать характерные максимумы в спектрах излучения. При создании специальных экспериментальных условий такие потенциально полезные свойства излучения можно использовать для создания управляемых квазимонохроматических источников рентгеновского излучения [2-3]. Как показали исследования [4-9] при энергии электронов в пределах нескольких десятков МэВ излучение наблюдается в области энергий квантов от нескольких десятков до сотен кэВ. Создание интенсивных источников электромагнитного излучения приводит к необходимости развития методов измерения их основных характеристик, таких как интенсивность излучения, спектральные и угловые распределения.

В работе [10] описан метод измерения спектров интенсивного рентгеновского излучения малых энергий, основанный на измерении интенсивности К - линий характеристического рентгеновского излучения (ХРИ), возбуждаемого тормозным излучением электронов из вторичных мишеней с различными атомными номерами Z . Предполагалось, что метод позволит определить отношение $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ выхода интенсивного рентгеновского излучения электронов из ориентированного кристалла к выходу из разориентированного кристалла в области энергий до 7-115 кэВ по величине $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Использование вторичного конвертора позволяет избежать перегрузки спектрометрического тракта и дает возможность проводить исследование при токах пучка электронов на 5-6 порядков выше, чем в экспериментах [5-8]. Величины $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ определяются как отношения числа зарегистрированных квантов (интенсивного излучения электронов с энергией E в рентгеновском диапазоне энергий и выходу ХРИ из вторичного конвертора с энергией К-края равной E) в ориентированном случае, к аналогичным величинам в разориентированном случае (отношение ось/random).

Цель работы – определить возможности применения методики измерения ХРИ из вторичных мишеней для восстановления спектральных характеристик первичного тормозного излучения. Для этого в рамках программного кода GEANT 4 рассчитываются зависимости выходов ХРИ, возбуждаемого различными модельными спектрами первичного излучения во вторичных мишенях. Проводится сравнение величин $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Недавние эксперименты [11,12] по измерению спектров интенсивного рентгеновского излучения по выходам вторичных излучений подтверждают актуальность темы. В [13,14] мы провели теоретическое и экспериментальное исследование применения вторичных мишеней-рассеивателей для восстановления первичных спектров излучения.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

С помощью метода Монте-Карло в GEANT 4 моделировались спектры первичного излучения различного вида $N_{\text{РЕНТ}} = f(E)$, аналогичные по форме тормозному излучению электронов в кристаллах. Рентгеновские кванты направлялись на вторичную мишень, возбуждали ХРИ, регистрируемое кольцевым детектором в диапазоне углов 90° - 180° . Для первичных спектров определялось отношение $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ выходов рентгеновского излучения из ориентированного кристалла к выходу излучения из разориентированного кристалла (ось/random). Затем рассчитывались соответствующие отношения ось/random $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для выходов ХРИ из вторичных мишеней. Для моделирования использовались фольги с различной толщиной, элементы применялись в диапазоне от Fe до U, всего 40 элементов-мишеней (использована база данных GEANT 4.9.2). Для каждого элемента проводилось моделирование двух спектров (ориентированного и неориентированного), определялось количество возбуждаемых квантов ХРИ и вычислялась величина $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Каждое вычисленное значение $X_{\text{ХРИ}}(E)$ помещалось на итоговый график с абсциссой, равной энергии К-края используемого элемента. Это позволило равномерно заполнить интервал энергий от Fe (7,06 кэВ), Ni (8,25 кэВ) до Bi (90,5 кэВ), U (115,6 кэВ). Данный энергетический интервал принципиально может быть использован для восстановления первичного спектра излучения с применением методики ХРИ (область энергий 7-115 кэВ). На основании совпадения или расхождения величин $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ делался вывод о корректности использования рентгеновской методики для восстановления спектров первичного излучения. Изучено влияние на выход вторичных излучений заряда Z вторичной мишени и ее толщины, выбрана геометрия измерений, удобная для регистрации рассеянных квантов. Применялось приближение GEANT 4.9.2 electromagnetic/lowenergy (LE) и std.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для тестирования программного кода и выбора оптимальных линий излучения для измерений ХРИ предварительно проведены расчеты энергетических зависимостей выхода К-линий ХРИ, возбуждаемого моноэнергетическими квантами. Возбуждение L- и M- линий ХРИ осуществляется при существенно меньших энергиях, чем К-линии, кроме того К-пики расположены изолированно и имеет четкую энергию в максимумах K_α и K_β . В дальнейшем при расчете выходов ХРИ для численных оценок суммировались кванты всех К-линий, генерация L и M-линий ХРИ в полный вклад ХРИ не включалась. Рассчитывался выход ХРИ в зависимости от толщины вторичной мишени для различных элементов, что позволяло определить толщину вторичного конвертора, удобную для регистрации излучения. В таблице 1 представлены зависимости интегрального

выхода К-линий ХРИ, генерированных в Мо и W мишенях различной толщины (мкм). Возбуждение ХРИ проводилось моноэнергетическими квантами с энергией на 0,5 КэВ выше К-края поглощения: 20 кэВ для Мо и 69,5 кэВ для W. Число падающих квантов составляло 10^5 , учитывались кванты ХРИ, регистрируемое кольцевым детектором в диапазоне углов 90° - 180° . В GEANT 4.9.2 корректно учитывается поглощение квантов ХРИ в материале мишени. Результаты моделирования показали насыщение величины выхода ХРИ для вторичных мишеней толщиной до 100 мкм.

Таблица 1.

Зависимость интегрального выхода К-линий ХРИ, генерированных в Мо и W мишенях различной толщины t (мкм). Приближение electromagnetic/LE

t, мкм	5	10	25	50	75	100	150	200	300
Mo	7952	14141	19056	19746	20314	20318	20428	20483	20501
W	3485	6200	12082	17100	19352	20289	20977	21074	21127

Для выявления оптимальных толщин вторичных мишеней в экспериментах по определению величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ рассчитаны зависимости количества квантов ХРИ, генерируемых во вторичной мишени, от энергии налетающих квантов для $N_\gamma = 10^5$. Функции возбуждения имеют вид пиков, вертикальный передний фронт которых совпадает с энергией К-края возбуждения ХРИ, а пологий склон при увеличении энергии отражает ход сечения фотоэффекта. Количество квантов ХРИ уменьшается с увеличением энергии падающих квантов.

На рис. 1, 2 представлены энергетические зависимости интегрального выхода квантов К-линий ХРИ, генерированных налетающими рентгеновскими квантами разных энергий в Мо и Pt мишенях различных толщин в приближении LE. Кванты ХРИ регистрируются кольцевым детектором в диапазоне углов излучения 90° - 180° . Ширина пиков на полувысоте увеличивается с толщиной вторичных мишеней. Уширение пиков связано с характером взаимодействия падающих квантов с атомами мишени. Для тонкой мишени (~1 мкм) играет роль только величина сечения взаимодействия. С увеличением толщины мишени пропорционально соотношению толщин увеличивается вероятность взаимодействия, т.е. кванты получают в более толстой мишени дополнительную возможность возбуждать ХРИ, что пропорционально увеличивает выход для всех энергий квантов. Когда выход ХРИ в области максимума сечения (вблизи К-края) насыщается (взаимодействуют все падающие кванты), аналогичного насыщения выхода для более высоких энергий налетающих квантов (существенно выше энергии К-края) не происходит, что приводит к уширению энергетической зависимости.

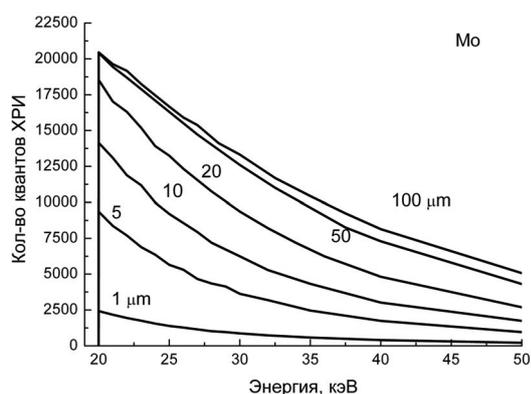


Рис. 1. Энергетические зависимости интегрального выхода К-линий ХРИ в Мо мишенях (1-100 мкм)

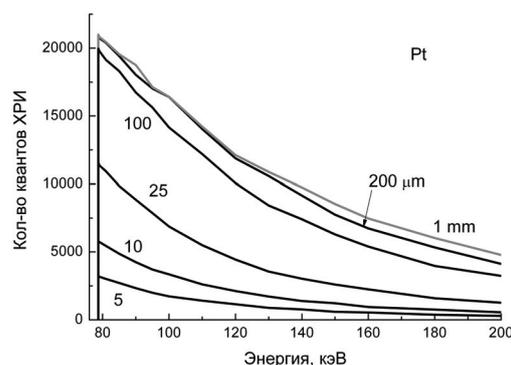


Рис. 2. Энергетические зависимости интегрального выхода линий ХРИ в Pt мишенях (5-1000 мкм)

Интенсивность линий в спектрах тормозного излучения обратно пропорциональна их энергии ($N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$). Это необходимо учитывать при определении ширин пиков энергетического распределения выхода К-линий ХРИ, генерированных во вторичных мишенях. Корректировка ширин проводится уменьшением числа падающих квантов с увеличением энергии согласно $N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$ (таблица 2). Как следует из данных, приведенных в таблице 2, толщина мишени влияет не только на общее количество квантов ХРИ, но, что более важно, на ширины пиков энергетических зависимостей выхода ХРИ. Чем уже пик, тем более узкий энергетический интервал дает основной вклад в выход ХРИ, и достигается большая точность в определении величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$, привязываемой к определенной энергии первичного спектра. Оптимальным представляется использование вторичных мишеней с толщиной <10 мкм, где основной вклад в генерацию ХРИ дают кванты с

энергией, превышающей значение К-края менее чем на 10 кэВ для легких элементов мишени и менее 20 кэВ для тяжелых.

Таблица 2.

Ширина пиков на полувысоте энергетического распределения выхода ХРИ

Элемент, t мкм	Энергия К-края ХРИ, кэВ	До корректировки, кэВ	После корректировки, кэВ
Mo, 10	20,002	8	5,5
Mo, 100	20,002	15	8
Mo, 500	20,002	16	8,5
W, 10	69,524	22,5	16,5
W, 100	69,524	39	22,7
W, 500	69,524	45	26
Bi, 10	90,527	29	20
Bi, 100	90,527	38	24,5
Bi, 500	90,527	57	33

На рис. 3 показан процесс моделирования первичных спектров излучения. Разориентированному случаю соответствует случай тормозного спектра, подчиняющегося зависимости $N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$. Ориентированному случаю в данном случае соответствует дополнительный низкоэнергетический пик излучения, характерный для плоскостного каналирования электронов с энергиями 10-100 МэВ. Пик задан в виде нормального распределения с математическим ожиданием $M = 60$ кэВ и стандартным отклонением $\sigma = 10$ кэВ.

Кванты первичного излучения направлялись на различные вторичные мишени, возбуждая в них ХРИ. Для моделирования использовались фольги с различной толщиной, элементы применялись в диапазоне от Fe до U, всего 40 элементов-мишеней (использована база данных GEANT 4.9.2). Для каждого элемента проводилось моделирование двух спектров (ориентированного и неориентированного), определялось количество возбуждаемых квантов ХРИ и вычислялась величина $X_{ХРИ}(E)$. Каждое вычисленное значение $X_{ХРИ}(E)$ помещалось на итоговый график с абсциссой, равной энергии К-края используемого элемента: от Fe (7,06 кэВ), Ni (8,25 кэВ) до Bi (90,5 кэВ), U (115,6 кэВ).

На рис. 4 представлены зависимости величин $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ для первичного спектра излучения и выхода квантов ХРИ, соответственно. Величина $X_{РЕНТ}(E)$ для первичного излучения представляет собой пик нормального распределения с максимумом 60 кэВ, края пика приближаются к единице за пределами трех стандартных отклонений.

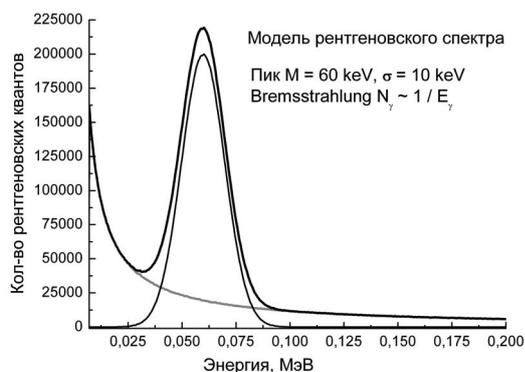


Рис. 3. Спектр первичного излучения в виде суммы нормального распределения и спектра вида $N_\gamma \sim 1/E_\gamma$

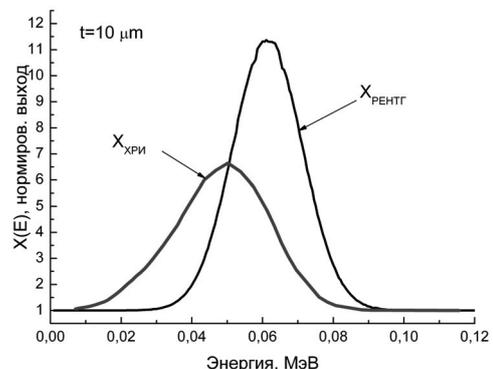


Рис. 4. Зависимости величин $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ.

Зависимость величины $X_{ХРИ}(E)$ показала несколько серьезных различий от вида $X_{РЕНТ}(E)$. Прежде всего, имеется сдвиг максимума распределения в область более низких энергий, заметное уменьшение пика по величине и его уширение. Указанные особенности объясняются характером поведения сечения фотоэффекта от энергии налетающих квантов (рис. 1, 2). Вклад в выход соответствующей К-линии ХРИ дают все гамма кванты первичного излучения, энергия которых выше энергии К-края. В данном случае, учитывая нормальный вид смоделированного спектра, максимальное усиление в выходе ХРИ получают элементы с энергией возбуждения несколько ниже M (положения пика первичного излучения). Для элементов с высокими энергиями К-края пик становится практически невидимым. В области «трех сигм» первичного излучения (30 и 90 кэВ) имеется сильные отличия величин $X_{ХРИ}(90\text{кэВ})=1$, $X_{ХРИ}(30\text{кэВ})=3$. Кроме того, возникает некоторая асимметрия пика $X_{ХРИ}(E)$. Низкоэнергетическая часть уширяется, возникает затянутый хвост в область низких энергий.

Моделировался также первичный спектр в виде суммы нормального распределения с $M=30$ кэВ и стандартным отклонением $\sigma=5$ кэВ и спектра вида $N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$. На рис. 5 представлены зависимости величин

$X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и для интегральных выходов К-линии ХРИ, возбуждаемого в наборах мишеней трех различных толщин (1, 10 и 100 мкм) в приближении std. Отмеченные выше особенности (сдвиг вправо, проседание пика, асимметрия) сохраняются и в этих случаях. Но если величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для вторичных мишеней толщиной 1 и 10 мкм совпадают в пределах расчетной ошибки, то для 100 мкм мишеней наблюдаются заметные отличия. Асимметрия выражена сильнее, увеличилось проседание пика.

Аналогичный процесс моделирования спектров и вычисления величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ проведен в рамках приближения LE, которое описывает генерацию ХРИ корректнее. Общий вид зависимостей величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ сохраняется, сохранилось проседание пика и сдвиг максимумов, асимметрия распределения, но различия зависимостей X для конверторов толщиной 10, 200 мкм и даже 1 мм менее выражены (рис. 6). Таким образом, данные расчетов позволяют сделать вывод о возможности использования в реальных экспериментах более толстых фольг без внесения дополнительного сильного искажения в зависимость $X_{\text{ХРИ}}(E)$.

Моделировался более сложный первичный спектр в виде суммы пяти нормальных распределений с $M = 22, 37, 50, 70, 90$ кэВ и стандартным отклонением $\sigma = 3$ кэВ и распределения вида $N_{\gamma}(E_{\gamma}) \sim 1/E_{\gamma}$ ($E_{\gamma} = 4 \dots 150$ кэВ).

На рис. 7 представлены зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и для интегральных выходов К-линии ХРИ ($D = 10^{\circ}$, LE), возбуждаемого в наборах мишеней толщиной 10 мкм. Отмеченные выше особенности (сдвиг максимума вправо, проседание пика, асимметрия) сохраняются. В случае сложной структуры первичного спектра пики ХРИ перекрываются, величина $X_{\text{ХРИ}}(E)$ заметно падает с ростом энергии, что связано с постепенным уширением энергетического интервала, дающего вклад в ХРИ для тяжелых элементов.

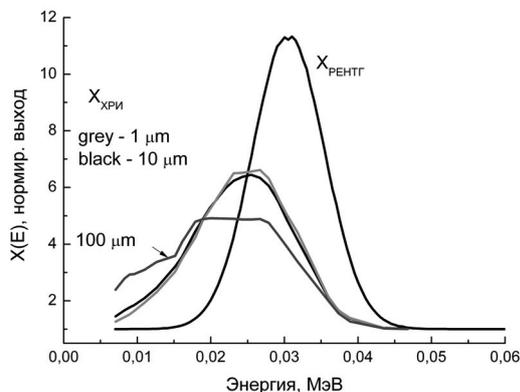


Рис. 5. Зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ. Толщина вторичных мишеней $t=1, 10, 100$ мкм. Приближение std

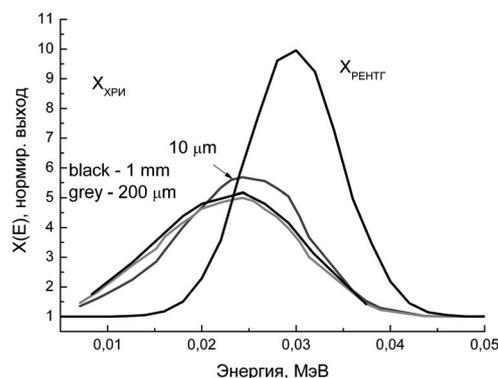


Рис. 6. Зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ. Толщина вторичных мишеней $t=10, 200$ мкм и 1 мм. Приближение LE

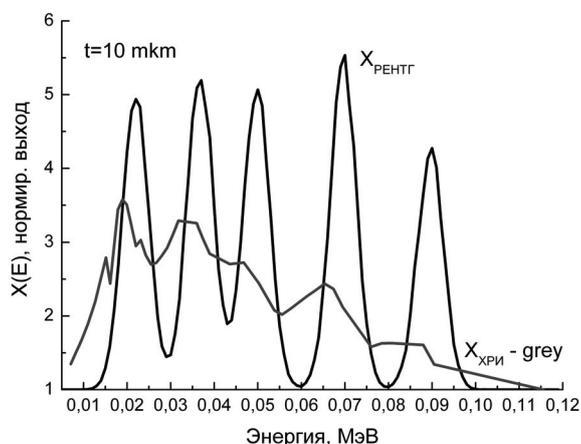


Рис. 7. Зависимость величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ. Толщина вторичных мишеней 10 мкм. Приближение LE

Зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного экспериментального спектра и расчетного выхода ХРИ представлены для двух случаев на рис. 8,9. Первоначально моделируется осевой и

разориентированный спектры излучения по данным работы [5]. Кванты, распределенные по методу Монте-Карло в пределах соответствующих кривых, направляются на вторичные мишени толщиной $t=25$ мкм и возбуждают в них ХРИ. Определяются интегральные выходы К-линий и вычисляется значение $X_{ХРИ}(E)$. Как можно видеть, величины $X_{ХРИ}(E)$ находятся в удовлетворительном согласии со значениями $X_{РЕНТ}(E)$ для первичного излучения в той области, где теоретически возможно измерять ХРИ (диапазон 7-115 кэВ).

Таким образом, восстановление низкоэнергетической части спектра рентгеновского излучения (7-115 кэВ) возможно и может решаться корректно в случае, когда спектр первичного излучения (величина $X_{РЕНТ}(E)$) имеет монотонный вид без сложной структуры. В этом случае, для нахождения $X_{ХРИ}(E)$ достаточно ограничиться несколькими элементами для вторичных мишеней и не требуется делать их слишком тонкими (достаточно толщин фольг ~ 100 мкм).

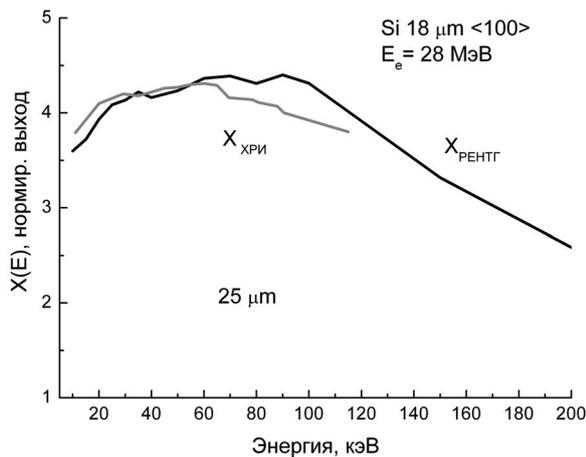


Рис. 8. Зависимости величин $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ ($t=25$ мкм)

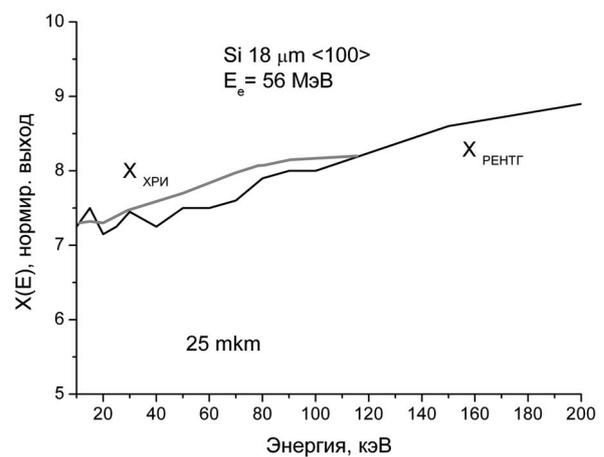


Рис. 9. Зависимости величин $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ ($t=25$ мкм)

ВЫВОДЫ

Изучаются особенности применения методики измерения выхода характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из набора вторичных мишеней для восстановления спектральных характеристик первичного тормозного излучения. В рамках программного кода GEANT 4.9.2 (LE, std) рассчитываются энергетические зависимости выходов ХРИ, возбуждаемого различными модельными спектрами первичного излучения во вторичных мишенях. Набор вторичных мишеней в расчетах составлял 40 элементов из базы материалов GEANT 4.

Показано удобство использования К-линий ХРИ. Преимущества тонких вторичных конверторов сводятся к уменьшению энергетического диапазона, который дает вклад в выход ХРИ. Увеличение толщины конвертора, начиная со 100 мкм, не оказывает существенного влияния на выход ХРИ. Вторичное излучение (ХРИ) регистрируется детектором в диапазоне углов $90^\circ-180^\circ$. Большие углы регистрации ХРИ целесообразнее в экспериментах по измерению тормозного излучения электронов для уменьшения влияния фоновых излучений.

Величины $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ рассчитываются как отношения числа зарегистрированных квантов (интенсивного излучения электронов с энергией E в рентгеновском диапазоне энергий и выхода ХРИ из вторичной мишени с энергией К-края равной E) в ориентированном случае, к аналогичным величинам в разориентированном случае (отношение ось/random).

Восстановление низкоэнергетической (7-115 кэВ) части спектра рентгеновского излучения возможно и может решаться корректно в случае, когда спектр первичного излучения (величина $X_{РЕНТ}(E)$) имеет монотонный вид без сложной структуры. В этом случае для нахождения $X_{ХРИ}(E)$ достаточно ограничиться несколькими элементами для вторичных мишеней и не требуется делать их слишком тонкими (достаточно толщин фольг ~ 100 мкм).

Методика измерения ХРИ удобна для контроля долговременной стабильности спектра тормозного излучения (в ориентированном случае можно осуществлять периодическим измерением количества квантов ХРИ). Возможно также осуществлять предварительную ориентацию кристалла поиском максимума излучения ХРИ из вторичной мишени.

При восстановлении тонкой структуры первичных спектров излучения методом измерения ХРИ возникают трудности в численных оценках. Зависимость величины $X_{ХРИ}(E)$ по сравнению с первичным распределением $X_{РЕНТ}(E)$ в этом случае дает сдвиг максимума распределения ХРИ в область более низких энергий, уменьшение нормированной величины выхода и уширение пика распределения, а также асимметрию распределения. Требуется дополнительная математическая обработка спектров. Также возникают технологические сложности с набором тонких мишеней с различными атомными зарядами.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. Timm U. Coherent Bremstrahlung of Electrons in Crystals // Fortschritte der Physik. – 1969. – Vol.17, issue 12. – P. 765 – 808.
2. Gary G.K., Pantell R.H., Ozcan M. Optimization of the Channeling Radiation Source Crystal to Produce intense quasimonochromatic X-Rays // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 70(6). – P.2995-3002.
3. Wagner W., Azaderan B., Panteleeva A. et al. X-rays at the ELBE Radiation Source // Book of Abstracts Intern. Conference on Charged and Neutral Channeling Phenomena (Channeling-2004), Frascati-Rome, 2-6 November 2004. –P.66.
4. Alesini D., Bertolucci S., Biagini M.E. et al. SPARC/X Projects // Book of Abstracts Intern. Conference on Charged and Neutral Channeling Phenomena (Channeling-2004), Frascati-Rome, 2-6 November 2004. – P.74.
5. Swent R.L., Pantell R.N., Alguar M.J. et al. Observation of the Channeling Radiation from Relativistic Electrons // Phys. Rev. Let. – 1979. – Vol.43. – P.1723-1726.
6. Klein R.K., Kephart J.O., Pantell R.H. et al. Electron Channeling Radiation from Diamond // Phys. Rev. B. – 1985. – Vol.31. – P.68-92.
7. Gouanere M., Sillou D., Spighel M. et al. Planar Channeling Radiation from 54-110-MeV Electrons in Diamond and Silicon // Phys. Rev. B. – 1988. – Vol.38. – P.4352-4371.
8. Azaderan B., Wagner W., Pawelke J. Dependence of the Linewidth of planar Electron Channeling Radiation on the Thickness of the Diamond Crystal // Phys. Rev. B. – 2006. – Vol.74. – P.045209.
9. Kephart J.O., Pantell R.H., Bermann B.L. et al. Measurement of the occupation lengths of channeled 17-MeV electrons and 54-MeV electrons and positrons in silicon by means of channeling radiation // Phys. Rev. B – 1989 – Vol. 40, № 7. – P. 4249-4263.
10. Azartsov A.M., Bochek G.L., Vasil'ev G.P. i dr. O vozmozhnosti issledovaniya spektral'nykh kharakteristik intensivnogo rentgenovskogo izlucheniya elektronov srednikh energiy v kristallakh // The Journal of Kharkiv National University, physical series: Nuclei, Particles, Fields. - 2009. - № 868, vyp. 3/43/. – S. 86-95.
11. Wagner W., Azaderan B., Sobiella M. et al. An intense channeling radiation source // Nucl. Instr. Meth. B. – 2008. – Vol.266. – P.327-334.
12. Carrigan R.A., Jr., Sellschop J.P.F. Electron channeling radiation at very high electron bunch charges // Physical Review A. – 2003. – Vol.68. – P. 062901.
13. Bochek G.L., Deev A.S., Maslov N.I. Vosstanovlenie nizkoenergeticheskoy chasti tormoznogo izlucheniya elektronov po otositel'nym vykhodam KhRI iz vtorignykh misheney v GEANT-4 // Tezisy dokladov IX konferentsii po fizike vysokikh energiy, yadernoy fizike i uskoritelyam, Khar'kov, 2011, NNTs KhFTI, IFVEYaF. - S.107.
14. Bochek G.L., Deiev O.S., Maslov N.I., Voloshyn V.K. X-ray lines relative intensity depending on detector efficiency, foils and cases thickness for primary and scattered spectra // Problems of atomic science and technology, Series: Nuclear Physic Investigations (55). – 2011, № 3. – P.42-49.