

УДК 539.1.074

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕНСИВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ В КРИСТАЛЛАХ

**А.М. Азарцов, Г.Л. Бочек, Г.П. Васильев, А.А. Каплий, С.К. Киприч, В.И. Кулибаба,
А.А. Мазиллов, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин, В.И. Яловенко**

Национальный Научный Центр "Харьковский физико-технический институт"

ул. Академическая, 1, 61108 Харьков

E-mail: nikolai.maslov@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию..8 июля 2009 г.

Рассматривается возможность исследования спектральных характеристик интенсивного рентгеновского излучения электронов в кристаллах двумя методами. Первый метод основан на регистрации характеристического рентгеновского излучения из различных мишеней при облучении их рентгеновским излучением из кристалла. Второй метод основан на измерении спектров фотонов, комптоновски рассеянных на мишени - рассеивателе.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пучок релятивистских электронов, интенсивное рентгеновское излучение, характеристическое рентгеновское излучение, комптоновское рассеяние

METHODS OF THE SPECTRAL CHARACTERISTIC INVESTIGATION OF THE INTENSIVE X-RAY FROM ELECTRONS IN CRYSTALS

**A.M. Azartsov, G.L. Bochek, A.A. Kapliy, S.K. Kiprich, V.I. Kulibaba, A.A. Mazilov, N.I. Maslov, V.D. Ovchinnik,
S.M. Potin, G.P. Vasilyev, V.I. Yalovenko**

National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"

1, Akademicheskaya st., Kharkov 61108, Ukraine.

Two methods of the spectral characteristic investigation of the intensive X-ray from electrons in crystals are proposed. The first method is based on the registration of the characteristic X-ray radiation from various targets induced by X-ray from crystal. The second method is based on the measuring of the photon spectra Compton scattering on the target-scatterer.

KEY WORDS: relativistic electron beam, crystal, intensive X-ray radiation, characteristic X-ray radiation, Compton scattering

ПРО МОЖЛИВІСТЬ ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ІНТЕНСИВНОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ СЕРЕДНІХ ЕНЕРГІЙ У КРИСТАЛЛАХ

**О.М. Азаров, Г.Л. Бочек, Г.П. Васильев, О.А. Каплий, С.К. Киприч, В.І. Кулібаба, О.О. Мазиллов, Н.І. Маслов,
В.Д. Овчинник, С.М. Потін, В.І. Яловенко**

Національний Науковий Центр "Харківський фізико-технічний інститут"

вул. Академічна, 1, 61108 Харків

Розглядається можливість дослідження спектральних характеристик інтенсивного рентгенівського випромінювання електронів в кристалах двома методами. Перший метод засновано на реєстрації характеристичного рентгенівського випромінювання із різних мішеней при опромінуванні їх рентгенівським випромінюванням із кристалу. Другий метод засновано на вимірюванні спектрів фотонів, які комптонівські розсіяно на мішені-розсіювачі.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: пучок релятивістських електронів, інтенсивне рентгенівське випромінювання, характеристичне рентгенівське випромінювання, комптонівське розсіювання

Исследование электромагнитных процессов при прохождении электронов высокой энергии через монокристаллы представляет интерес не только для физики взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, но и для изучения возможности практического применения гамма-излучения частиц в кристаллах. Излучение, которое возникает при прохождении электронов через кристалл вдоль кристаллографических осей и плоскостей, обладает интересными и потенциально полезными характеристиками и может быть использовано для создания квазимонохроматических источников рентгеновского излучения. При энергии электронов несколько десятков МэВ такое излучение, которое носит название излучения при каналировании, наблюдается в области энергий фотонов от нескольких десятков до сотен кэВ.

В последние годы в разных мировых центрах проводятся работы по созданию источников интенсивного рентгеновского излучения [1-3] на основе излучение при каналировании электронов средних энергий в монокристаллах алмаза и кремния.

В работе [1] показано, что для электронов с энергией ~ 20 МэВ при среднем токе пучка ~ 100 мкА можно получить потоки рентгеновских квантов ~ 10⁹ фотонов/сек. Создание таких источников интенсивного электромагнитного излучения приводит и к необходимости развития простых методов контроля их параметров путем измерения основных характеристик: таких как интенсивность излучения, спектральные и угловые распределения и другие.

Известные к настоящему времени экспериментальные результаты [4-7] получены прямыми измерениями спектров с применением полупроводниковых детекторов при очень малых токах ускоренных электронов, когда выполняются условия регистрации не больше одного фотона в импульсе тока пучка электронов ускорителя. В этих экспериментах при измерении спектров гамма излучения при каналировании электронов с энергией около 50 МэВ в кристаллах алмаза и кремния толщиной ~20 мкм ток пучка был от единиц до десятка пикоампер.

Применение таких методов для измерения спектров интенсивного рентгеновского излучения невозможно; в принципе, для таких измерений можно использовать метод на основе двукристалльного спектрометра [8], однако, его применение может оказаться неэффективным из-за его сложности и высокой стоимости.

Цель работы - предложить два относительно простых метода измерения спектра интенсивного рентгеновского излучения электронов при осевом каналировании в монокристалле: на основе возбуждения и измерения характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из вторичных мишеней, облучаемых рентгеновским излучением из кристалла и на основе комптоновского рассеяния рентгеновского излучения на электронах мишени – рассеивателя.

Метод на основе комптоновского рассеяния был ранее использован при исследовании спектров гамма излучения высокоэнергетичных электронов с энергией 1200 МэВ в монокристаллах [9,10].

В работах [11,12] авторами была рассмотренная принципиальная возможность использования метода комптоновского рассеяния фотонов для измерения характеристик интенсивного рентгеновского излучения. При надлежащем выборе Z мишени, угла рассеяния и телесного угла регистрации рассеянного рентгеновского или гамма излучения метод комптоновского рассеяния для измерения спектров рентгеновского излучения при каналировании электронов в кристаллах может позволить проводить исследования при токах пучка электронов на 5-6 порядков выше, чем в экспериментах [4-7].

Однако так как для регистрации комптоновски рассеянных фотонов необходимо применять полупроводниковый детектор полного поглощения, то при расположении установки на прямом выходе линейного ускорителя применение этого метода затруднительно из-за большого фона от гамма и нейтронного излучения в месте расположения детектора.

Метод на основе комптоновского рассеяния может быть с успехом применен в случае вывода пучка электронов в экспериментальный зал с хорошими фоновыми условиями.

МЕТОД НА ОСНОВЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ХРИ

Метод на основе возбуждения ХРИ позволяет определить отношение X выхода интенсивного рентгеновского излучения электронов из ориентированного кристалла к выходу из разориентированного кристалла в различных областях спектра рентгеновского излучения с энергией до ~100 кэВ.

В работе [4] на рис. 3а и 3с приведены экспериментальные данные в виде отношения спектра рентгеновского излучения электронов с энергией 56 и 28 МэВ в режиме осевого каналирования в кристалле кремния вдоль оси $\langle 110 \rangle$ к спектру из разориентированного кристалла. Из приведенных данных видно, что эта величина носит монотонный характер без каких-либо особенностей, а наибольший интерес при использовании монокристалла в качестве источника интенсивного рентгеновского излучения электронов с энергией ≤ 100 МэВ в режиме осевого каналирования представляет область энергий рентгеновского излучения ~10–100 кэВ.

Предлагаемый в настоящей работе метод измерения спектров интенсивного рентгеновского излучения основан на измерении интенсивности $K\alpha$ – линий ХРИ, возбуждаемых пучком рентгеновского излучения электронов при осевом каналировании в кристалле в мишенях с различным Z .

Отношение X определяется как

$$X = N_{ХРИ}^{ор} / N_{ХРИ}^{разор}, \quad (1)$$

где $N_{ХРИ}^{ор}$ и $N_{ХРИ}^{разор}$ - число зарегистрированных квантов ХРИ. Индексы “ор” и “разор” – соответствуют ориентированному и разориентированному кристаллу, соответственно.

При этом следует измерять ХРИ под большими углами, так как под малыми углами наблюдаются другие более интенсивные процессы, которые могут мешать измерениям: такие, как когерентное рассеяние, некогерентное (комптоновское) рассеяние, или присутствуют процессы, которых нет под большими углами (рождение e^+e^- пар, излучение δ -электронов и др.).

В Таблице 1 приведены энергии возбуждения (K -край) и линии излучения ($K\alpha_1$) некоторых элементов, линии излучения которых позволяют измерять спектры рентгеновского излучения приблизительно до 100 кэВ.

Таблица 1. Энергии возбуждения (K -край) и линии излучения ($K\alpha_1$) некоторых элементов.

Элемент	Fe	Mo	Cd	Sn	W	Pb	Bi
K -край, кэВ	7,11	20,0	26,71	29,2	69,52	88,0	90,53
$K\alpha_1$, кэВ	7,06	19,61	26,09	28,48	67,23	84,92	87,33

Схема предполагаемого эксперимента по измерению характеристик тормозного рентгеновского излучения электронов в кристаллах путем регистрации ХРИ из различных мишеней на канале выхода № 1 ЛУЭ–300 с

энергией ускоренных электронов до 30 МэВ показана на рис. 1. Пучок рентгеновского излучения из кристалла 7 после фотонного коллиматора 10 попадает на мишень 11. ХРИ из мишени 11 регистрируется кремниевым полупроводниковым детектором 14, установленным в блоке свинцовой защиты с коллиматором 15.

В качестве кристаллической мишени предполагается монокристалл кремния толщиной 350 мкм.

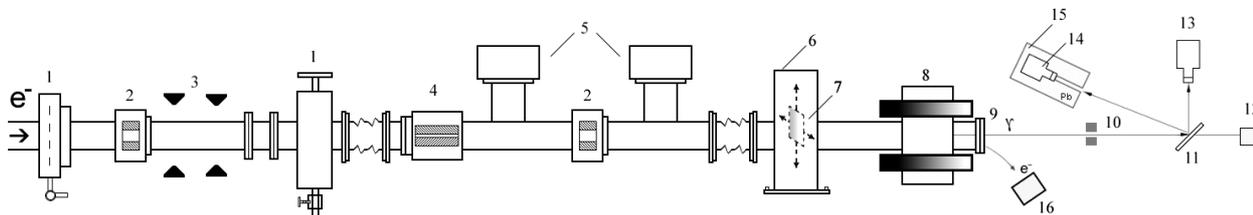


Рис. 1. Схема расположения оборудования экспериментальной установки: 1 – вакуумный клапан, 2 – магнитоиндукционный датчик тока, 3 – квадрупольные линзы, 4 – электронный коллиматор, 5 – вакуумный насос, 6 – гониометр, 7 – кристаллическая мишень, 8 – отклоняющий магнит, 9 – выходной фланец с фольгой, 10 – фотонный коллиматор, 11 – мишень – источник ХРИ, 12 – ионизационная камера, 13, 14 – полупроводниковые детекторы, 15 – блок свинцовой защиты детектора, 16 – поглотитель пучка электронов.

На рис. 2 приведены результаты расчетов выхода K -линий ХРИ из мишеней Mo , W и Bi толщиной 100 мкм, возбуждаемых монохроматическим излучением с энергией ω и интенсивностью $\sim 1/\omega$, с целью моделирования воздействия на мишени тормозного излучения электронов, для которого характерна именно такая зависимость интенсивности излучения от его энергии. Расчеты выполнены с помощью программного пакета GEANT 3.21. По оси ординат – выход квантов ХРИ, по оси абсцисс – энергия начальных рентгеновских квантов.

Как видно из рис. 2 форма кривой выхода ХРИ для каждого элемента имеет вид острого пика. Ширину кривой на полувысоте (FWHM) можно приближенно рассматривать как ширину энергетического интервала $\Delta\omega$ падающих на мишень рентгеновских фотонов, в пределах которого измеряется выход ХРИ из мишени и, соответственно, определяется отношение X .

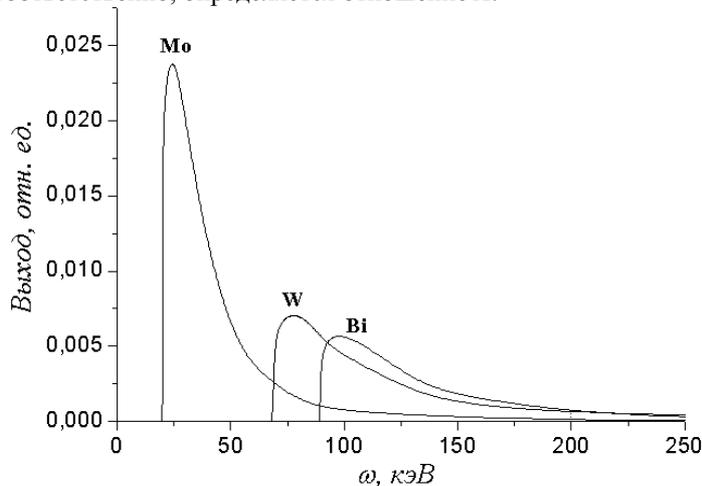


Рис. 2. Интегральный выход K -линий ХРИ из мишеней Mo , W и Bi при облучении их монохроматическим излучением с энергией ω и интенсивностью $\sim 1/\omega$

Согласно данным рис. 2 ширина энергетического интервала $\Delta\omega$ (FWHM) для Mo составляет $\sim 19,6$ кэВ, для $W \sim 35,7$ кэВ и для $Bi \sim 33,2$ кэВ. Максимум распределения для Mo находится при энергии фотонов $\omega_{max} \sim 25$ кэВ, для $W \sim 79$ кэВ и для $Bi \sim 100$ кэВ.

Это означает, что отношение X для каждого элемента будет определяться в области спектра рентгеновского излучения с энергией ω_{max} в энергетическом интервале шириной $\Delta\omega$.

Преимуществом предлагаемого метода является то, что измеряемая линия ХРИ будет иметь форму пика, ширина которого определяется разрешением детектора. Этот пик можно легко выделить на равномерном фоне.

Ширина энергетического интервала $\Delta\omega$ и энергия квантов ω_{max} в максимуме распределения выхода ХРИ приведены в Таблице 2.

Таблица 2. Ширина энергетического интервала $\Delta\omega$ и энергия квантов ω_{max} в максимуме распределения выхода ХРИ

Элемент	Mo	W	Bi
$\Delta\omega$, кэВ	$\sim 19,6$	$\sim 35,7$	$\sim 33,2$
ω_{max} , кэВ	$\sim 25,0$	$\sim 77,6$	$\sim 100,0$

детектора практически не увеличивается, а увеличится число комптоновских рассеянных квантов.

Для выбора оптимальной толщины мишени проведено моделирование выхода квантов ХРИ при падении на мишень из молибдена пучка тормозных рентгеновских квантов в зависимости от толщины мишени. Показано, что при увеличении толщины мишени больше 100 мкм выход ХРИ в направлении

детектора практически не увеличивается, а увеличится число комптоновских рассеянных квантов.

На выходе установки (рис. 1) предполагается окно из титановой фольги 9 толщиной 50 мкм, в которой происходит поглощение и рассеяние рентгеновского излучения. Кроме того, между выходным окном 9 и мишенями 11 имеется воздушный промежуток длиной 300 см. Для определения степени поглощения рентгеновского излучения в фольге и с учетом воздушного промежутка выполнены расчеты и проведены

измерения коэффициента прохождения рентгеновских квантов через фольгу. Схема измерений приведена на рис. 3.

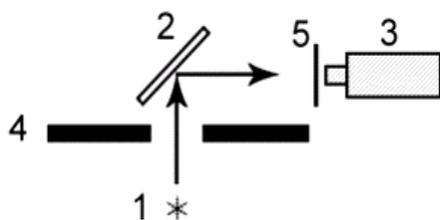


Рис. 3. Схема измерения коэффициента K прохождения рентгеновских квантов через фольгу: 1 – источник рентгеновского излучения $Am-241$, 2 – мишень-источник ХРИ, 3 – кремниевый полупроводниковый детектор, 4 – коллиматор, 5 – фольга из титана толщиной 50 мкм

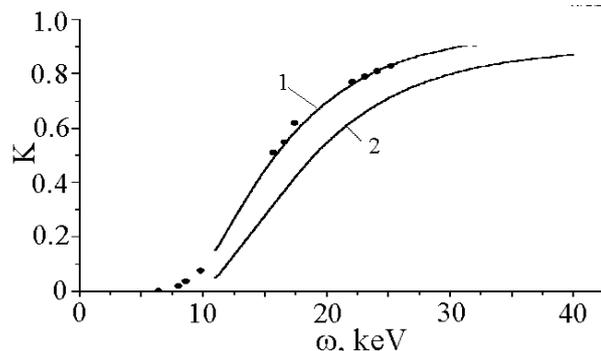


Рис. 4. Коэффициент прохождения рентгеновских квантов разных энергий через фольгу из титана толщиной 50 мкм. Точки – эксперимент. Кривая 1 – расчет для фольги из Ti толщиной 50 мкм; 2 – для фольги из Ti и воздушного промежутка длиной 300 см

Источник излучения $Am-241$ (1) с энергией квантов 59,54 кэВ облучает различные мишени (2), которые являются источником ХРИ. В качестве мишеней (2) использовались мишени из элементов от Ti (энергия K_{α} -линии 4,9 кэВ) до Cd (энергия K_{α} -линии 26,09 кэВ). Излучение ХРИ из мишеней (2) регистрируется кремниевым полупроводниковым детектором (3) толщиной 300 мкм [13,14]. Коэффициент прохождения K определяется как отношение числа зарегистрированных квантов в пике ХРИ при наличии перед детектором фольги (5) к числу зарегистрированных квантов без фольги. Результат показан на рис. 4. На рис. 4 приведены также расчеты коэффициента прохождения K через фольгу из Ti толщиной 50 мкм (кривая 1) и через фольгу из Ti и воздушный промежуток толщиной 300 см (кривая 2). Расчеты выполнены с помощью программного пакета GEANT 3.21. Видно, что воздушный промежуток существенным образом ослабит поток рентгеновского излучения с энергией меньше ~ 30 кэВ. Поэтому даже установка фольги из бериллия не намного улучшит условия измерения из-за наличия воздушного промежутка.

Если расположить мишени и детектор в вакуумной системе ускорителя, то начало энергетического диапазона будет определяться шумами измерительной системы. Для детектирующей системы [13,14] уровень шумов составляет ~ 6 кэВ.

Наличие Ti фольги будет также определять и выбор толщины Si мишени, так как в детектор будут попадать фотоны от тормозного излучения электронов в фольге. Многократное рассеяние электронов в Si мишени приводит к увеличению углового разброса, а значит, к увеличению размера пучка электронов и, соответственно, к уменьшению плотности потока электронов в центральной части пятна пучка на фольге. Оценки показывают, что при толщине Si мишени 350 мкм (0,0038 рад. длин) вклад тормозного излучения электронов из Ti фольги 50 мкм (0,0014 рад. длин) в спектр тормозного излучения из Si мишени за счет этих двух факторов: увеличение углового разброса и уменьшения плотности потока электронов, рассеянных на кристаллической мишени, не должен превышать 10-15%.

Одним из недостатков данного метода является ограниченный энергетический диапазон измерения. Сверху это ограничение определяется энергиями K -края элементов конца таблицы Менделеева, а снизу – толщиной выходной фольги 9 (рис. 1) вакуумной камеры ускорителя.

Другим недостатком данного метода является большая ширина энергетического интервала $\Delta\omega$ (Таблица 2). Это означает, что данный метод может быть применим только для измерения спектров интенсивного рентгеновского излучения электронов при их осевом каналировании в монокристаллах, т.е. когда спектр излучения широкий и гладкий.

Следует отметить, что, вероятно, существуют и другие методы исследования спектров в рентгеновской области энергий, однако, по мнению авторов, описанный метод является наиболее простым для оценки возможностей, связанных с применением монокристаллов в качестве конверторов излучения при больших токах пучка электронов.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Другим методом измерения спектров интенсивного рентгеновского излучения электронов с энергией ≤ 100 МэВ является метод на основе комптоновского рассеяния первичных фотонов на атомных электронах мишени-рассеивателя с последующим измерением энергии рассеянных фотонов.

Метод основан на нелинейном преобразовании энергии гамма излучения при комптоновском рассеянии первичного гамма излучения на определенный угол на атомных электронах мишени-рассеивателя. Этот метод

был ранее использован авторами при исследовании спектров гамма излучения высокоэнергетичных электронов с энергией 1000 МэВ в толстых монокристаллах [9,10]. Схема экспериментальной установки, которая была реализована на выходе ЛУЭ-2000 ХФТИ, описана в [9].

При надлежащем выборе Z мишени, угла рассеяния и телесного угла регистрации рассеянного рентгеновского или гамма излучения метод комптоновского рассеяния для измерения спектров рентгеновского излучения при каналировании электронов в кристаллах может позволить проводить исследования при токах пучка электронов на 5-6 порядков выше, чем в экспериментах [4-7].

Рассеяния кэВ-ных фотонов связанным электроном

Как известно, при комптоновском рассеянии фотона на свободном неподвижном электроне, энергия рассеянного фотона ω_2 связанная с энергией первичного фотона ω_1 и углом рассеяния θ известной формулой Комптона:

$$\omega_2 = \frac{\omega_1}{1 + \frac{\omega_1}{m}(1 - \cos\theta)}. \quad (2)$$

На рис. 5 приведена зависимость энергии рассеянного фотона от энергии первичного фотона для углов рассеяния фотона 30° , 110° и 150° .

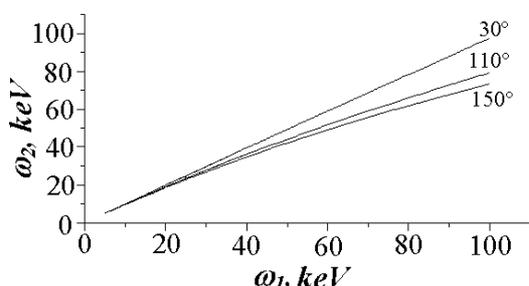


Рис. 5 Зависимость энергии рассеянного фотона от энергии первичного фотона для углов рассеяния фотона 30° , 110° и 150°

Из рис. 5 видно, что в диапазоне энергий первичных фотонов до 100 кэВ наблюдается незначительное отклонение от линейной зависимости ω_2 от ω_1 вплоть до больших углов рассеяния.

Поперечное сечение комптоновского рассеяния на угол θ имеет вид (формула Клейна-Нишины (KN)):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right)^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_2} + \frac{\omega_1}{\omega_2} - \sin^2\theta\right). \quad (3)$$

Равенство Комптона (2) и формула KN (3) получены для случая рассеяния фотонов на свободном неподвижном электроне. Однако, эти формулы несправедливы при рассеянии фотонов с энергией

менее 100 кэВ на атомных электронах, состояние которых характеризуется энергией связи и импульсным распределением. При этом имеют место три основных фундаментальных взаимодействия фотонов с атомными электронами: фотоэлектрический эффект, когерентное (рэлеевское) рассеяние и некогерентное (комптоновское) рассеяние. Для наших целей существенными являются рэлеевское и комптоновское рассеяния.

Рэлеевское рассеяние

Рэлеевское (когерентное) рассеяние является следствием когерентного взаимодействия фотонов со связанными электронами. Как и в случае томсоновского рассеяния, энергия и фаза рассеянного фотона остаются такими же, как и первичного фотона. Сечение когерентного рассеяния можно рассматривать как видоизменение томсоновского рассеяния с атомным формфактором $F(q, Z)$:

$$(d\sigma/d\Omega)_R = F^2(q, Z)(d\sigma/d\Omega)_{Th}, \quad q = (\sin\theta/2)/\lambda, \quad (4)$$

где q - переданный импульс и $(d\sigma/d\Omega)_{Th}$ - сечение Томсона.

Релятивистское выражение сечения комптоновского рассеяния

Комптоновское (некогерентное) рассеяние фотонов на свободных электронах точно описано теорией KN. Отклонение от теории KN проявляется, когда энергия фотона становится сравнимой с энергиями связи электронов внутренних оболочек атомов мишени. В этом случае сечение некогерентного рассеяния в единичный телесный угол, $(d\sigma/d\Omega)_{incoh}$, может быть описано через сечение KN $(d\sigma/d\Omega)_{KN}$ (формула (3) [15])

$$(d\sigma/d\Omega)_{incoh} = (d\sigma/d\Omega)_{KN} S(\omega_1, \theta, Z), \quad (5)$$

где $S(\omega_1, \theta, Z)$ - функция некогерентного рассеяния, θ - угол рассеяния, ω_1 - энергия начального фотона, Z - атомный номер рассеивателя. Величина $S(\omega_1, \theta, Z)$ характеризует связь электронов в атоме (она эквивалентна функции $F(q, Z)$ для рэлеевского рассеяния; в рэлеевское сечение она входит в квадратичной форме из-за когерентности рассеяния).

Используя полное поперечное сечение рассеяния фотона на свободном электроне, можно получить приближенное выражение для рассеяния на связанном электроне [15].

Дважды дифференциальное поперечное сечение по ω_2 и телесному углу Ω_2 для рассеянного фотона согласно работе [15] имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega_2 d\Omega_2} \approx \frac{r_0^2 m^2 \omega_2}{2\omega_1 |\vec{k}_1 - \vec{k}_2| (m^2 + p_z^2)^{1/2}} \bar{X}(R, R') J(p_z), \quad (6)$$

$$\text{где } |\vec{k}_1 - \vec{k}_2| = [\omega_1^2 + \omega_2^2 - 2\omega_1\omega_2 \cos\theta]^{1/2} \quad (7)$$

$$\text{и } p_z = \frac{[\omega_1\omega_2(1 - \cos\theta) - m(\omega_1 - \omega_2)]}{|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|}. \quad (8)$$

Функция $J(p_z)$ - комптоновский профиль:

$$J(p_z, Z) = 2\pi \int_{|p_z|}^{\infty} p \rho(p, Z) dp, \quad (9)$$

где $\rho(p, Z)$ - импульсное распределение электронов рассеивателя перед столкновением и p_z - проекция импульса \vec{p}_1 первичного электрона на вектор рассеяния \vec{q} . ($\rho(p, Z)$ - вероятность, что электрон в основном состоянии будет иметь импульс p .)

Здесь p_z - проекция импульса начального электрона на вектор $\vec{q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$, то есть, $p_z = \vec{p}\vec{q}/q$.

Аргументы R и R' в множителе \bar{X} имеют вид:

$$R = \omega_1 [(m^2 + p_z^2)^{1/2} + (\omega_1 - \omega_2 \cos\theta) p_z / |\vec{k}_1 - \vec{k}_2|], \quad (10)$$

$$R' = R - \omega_1\omega_2(1 - \cos\theta). \quad (11)$$

В импульсном приближении дважды дифференциальное сечение очень просто отображает импульсное распределение атомных электронов. По этой причине комптоновское рассеяния часто используют для изучения электронных состояний в атомах, молекулах и твердых телах [16]. Для удобного сравнения с теорией экспериментальные результаты обычно приводят в виде комптоновских профилей. К настоящему времени как экспериментальные, так и теоретические методы измерения и расчетов комптоновских профилей достигли высокой степени точности.

Коротко можно описать смысл различных множителей, которые появляются в выражении (6) для дважды дифференциального сечения: $J(p_z)$ дает увеличение в расширении комптоновской линии вследствие движения электронов перед столкновением и $\bar{X}/(m^2 + p_z^2)^{1/2}$ отображает релятивистские эффекты в процессе рассеяния. На основе этого можно сделать следующее упрощение. Если релятивистские эффекты не очень важные, как, например, при маленькой передаче энергии и импульса, то мы можем положить $p_z = 0$ в релятивистском множителе. Функция $\bar{X}(R, R')$ тогда сведется к выражению типа выражения Клейна-Нишины:

$$\bar{X}_{KN} = \frac{\omega_1}{\omega_2} + \frac{\omega_2}{\omega_1} - \sin^2 \theta. \quad (12)$$

Упрощенное выражение для дважды дифференциального сечения рассеяния фотона на связанном электроне в этом случае будет иметь вид:

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\omega_2 d\Omega_2} \right]_{KN} = \frac{r_0^2 m \omega_2}{2|\vec{k}_1 - \vec{k}_2| \omega_1} \bar{X}_{KN} J(p_z). \quad (13)$$

Таким образом, наличие импульса связанного электрона приводит к появлению распределения энергий рассеянных фотонов для фиксированного угла рассеяния и нарушению однозначной связи между углом рассеяния и энергией, которая следует из равенства (2) и приводит к так называемому доплеровскому расширению комптоновской линии.

На основе равенств (13), (12), (8) и (9) выполнены расчеты поперечного сечения рассеяния рентгеновского излучения с энергией 10, 60 и 100 кэВ на атомных электронах для элементов LiH ($Z_{эф} = 2$), ^{12}C ($Z=6$) и ^{27}Al ($Z=13$). Экспериментальные комптоновские профили для этих элементов приведены в работах [17-19], соответственно. На рис.6 приведен результат расчетов для энергии рентгеновского излучения 60 кэВ.

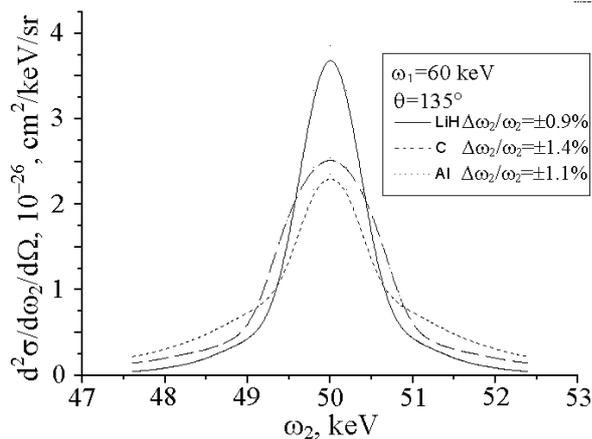


Рис. 6. Спектр рассеянных рентгеновских квантов с энергией 50 кэВ на атомных электронах рассеивателей (на один атомный электрон): 6LiH – сплошная линия, ${}^{12}C$ – штриховая линия, ${}^{27}Al$ – точечная линия.

Энергия в максимуме спектров отвечает энергии рассеянного кванта на свободном неподвижном электроном. Полуширина распределений на полувысоте около 1,0% и различается незначительно как ростом Z от 2 до 13, так и с ростом энергии рентгеновских квантов от 10 до 100 кэВ

Из рис. 6 видно, что в качестве удобного материала для рассеивателя можно использовать LiH , как материал с маленьким $Z_{эф} = 2$.

Угол рассеяния в этих измерениях необходимо выбирать таким же большим, как и при измерении комптоновского профиля (около 150°), чтобы обеспечить выполнение условий импульсного приближения. В условиях ускорителя электронов рассеяние фотонов на большой угол также уменьшает фон от обычного тормозного излучения, которое излучается, в основном, в направлении вперед.

Типичное значение величины телесного угла в таких измерениях составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-8}$ стерадиан.

Особенности измерения спектров рассеянного рентгеновского излучения

С точки зрения эксперимента появление комптоновских распределений в спектре рассеянных фотонов приводит к ухудшению энергетического разрешения измерительной системы и может быть, в принципе, устранено математическими методами. Речь может идти о математической операции решения уравнения свертки [20], что само по себе является довольно сложной задачей.

Ухудшение энергетического разрешения и искажение измеряемых спектров рассеянного рентгеновского излучения может быть вызвано также и другими факторами:

- наличием второго пика в спектре за счет рэлеевского рассеяния с энергией в максимуме, равной энергии первичного фотона;
- поглощением и рассеянием фотонов.
- геометрическим фактором (разброс угла рассеяния из-за конечного телесного угла регистрации рассеянных фотонов);
- влиянием поляризации первичного пучка фотонов;

Аппаратурная функция измерительного канала на основе комптоновского рассеяния

На рис. 1 работы [22] приведены экспериментальные спектры фотонов с первичной энергией 59,6 кэВ, рассеянные на угол $(161 \pm 3)^\circ$ в мишени Li с малым $Z=3$. Из рисунка видно, что в спектре рассеянных фотонов наряду с комптоновским пиком присутствует пик, связанный с рэлеевским рассеянием. Форма пиков с достаточно хорошей точностью может быть описана функцией Гаусса.

Применительно к нашему случаю спектр рассеянных фотонов, показанный на рис. 1 работы [22], можно рассматривать как вид аппаратурной функции нашего измерительного канала на основе комптоновского рассеяния.

Ширина пика комптоновски рассеянных фотонов на рис. 1 работы [22] определяется комптоновским (доплеровским) уширением линии за счет импульсного распределения атомных электронов, энергетическим разрешением детектора и геометрическим фактором. Полная ширина комптоновского пика фотонов составляет около 1000 эВ, а функция разрешения детектора и электронной системы по форме была близкой к функции Гаусса с полной шириной на полувысоте (FWHM) 415 эВ.

С учетом разброса по энергии рассеянных фотонов за счет геометрических факторов, который также может быть описан функцией Гаусса, полная ширина функции разрешения системы, полученная сверткой двух Гауссиан, составила около 425 кэВ.

По данным работы [22] поглощение фотонов в рассеивателе из материала с малым Z толщиной в несколько миллиметров и в бериллиевом окне полупроводникового детектора незначительно и им можно пренебречь с хорошей точностью.

Поглощение фотонов в фольге выходного окна ускорителя и в воздушном промежутке между фольгой и детектором можно свести к минимуму оптимальным выбором геометрии и конструкции измерительного канала.

Однако, в нашем случае наличие второго пика в спектре рассеяния, т.е. в аппаратурной функции измерительного канала, будет приводить к дополнительному искажению измеряемого спектра. Из рис. 1 работы [22] можно установить, что отношение рэлеевского пика к комптоновскому R/C для Li составляет примерно 6%.

Влияние геометрических параметров

Связь между начальной энергией фотона ω_1 и энергией фотона ω_2 , рассеянного на угол u , устанавливается соотношением (2). Если в условиях реального измерительного канала имеет место разброс угла рассеяния $\Delta\theta_g = \theta_{max} - \theta_{min}$, то возникает дополнительное "геометрическое" увеличение (расширение) комптоновского пика $\Delta\omega_g$. Величину ширины $\Delta\omega_g$ на полувысоте распределения можно приблизительно получить из выражения

$$\Delta\omega_g = (\omega_1 / [1 + \omega_1 / m(1 - \cos\theta_{max})] - \omega_1 / [1 + \omega_1 / m(1 - \cos\theta_{min})]). \quad (14)$$

Величина полной ширины на полувысоте (FWHM) $\Delta\omega_g$ для разброса угла рассеяния $\Delta\theta_g = 0,5^\circ, 1^\circ$ и 2° относительно угла рассеяния фотона 150° показаны на рис. 7.

При восстановлении исходного спектра рентгеновских фотонов из измеренного спектра рассеянных фотонов появление "геометрического" разброса $\Delta\omega_g$ приведет к появлению соответствующего "геометрического" разброса $\Delta\omega_1$ линии первичного излучения ω_1 . На рис. 8 показаны полная ширина на полувысоте (FWHM) $\Delta\omega_1$ исходной линии ω_1 восстановленного спектра фотонов для разброса угла рассеяния $\Delta\theta_g = 0,5^\circ, 1^\circ$ и 2° относительно угла рассеяния 150° .

Как видно из рис. 7 и 8 величина разброса энергии рассеянного фотона за счет "геометрического" фактора для фотона с начальной энергией $\omega_1 = 50$ кэВ и $\Delta\theta_g = 0,5^\circ$ (разброс угла рассеяния $\Delta\theta_g = 0,5^\circ$ соответствует элементу телесного угла измерительного канала $\Delta\Omega_c \approx 5,4 \times 10^{-5}$ ср) составляет $\Delta\omega_g \approx 30$ эВ и восстановленной энергии $\Delta\omega_1 \approx 42$ эВ. Такой разброс по энергии мал по сравнению с энергетическим разрешением полупроводникового детектора и не будет оказывать существенного влияния на энергетическое разрешение измерительной системы.

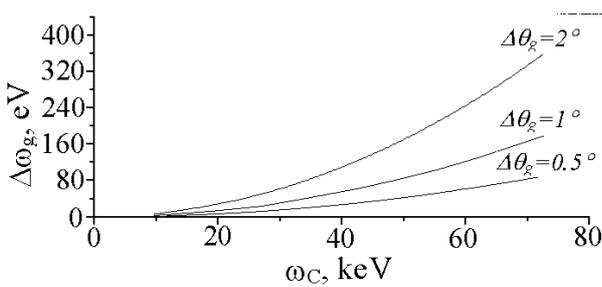


Рис. 7. Ширина "геометрического" расширения $\Delta\omega_g$ для $\Delta\theta_g = 0,5^\circ, 1^\circ$ и 2° относительно угла рассеяния 150° в зависимости от энергии рассеянного фотона

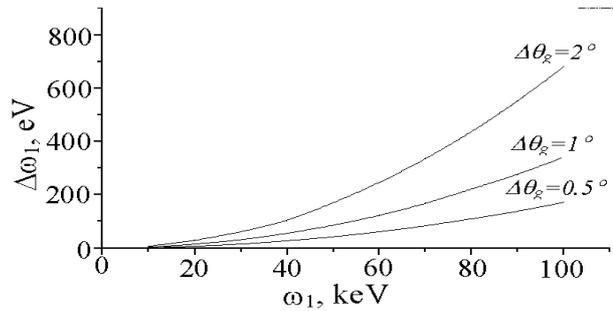


Рис. 8. Ширина распределения $\Delta\omega_1$ линий ω_1 для $\Delta\theta_g = 0,5^\circ, 1^\circ$ и 2° относительно угла рассеяния фотонов на угол 150° в зависимости от энергии первичного фотона

Расчет телесного угла

При решении целого ряда задач желательно иметь удобную и точную формулу для вычисления телесного угла, образованного заданной мишенью относительно любой фиксированной точки пространства.

Для нашего случая удобно воспользоваться формулами работы [23] для эффективного телесного угла кругового источника радиусом r с круговой диафрагмой радиусом R и с расстоянием L между ними. Формулы получены в виде ряда, который позволяет в большинстве случаев обходиться первыми двумя отличными от нуля членами с точностью не хуже десятых долей процента.

В нашем случае r - радиус мишени-рассеивателя и R - радиус выходного отверстия второго коллиматора измерительного канала. Ограничиваясь первыми двумя членами для случая $r/R \leq 1$, формула (18) работы [23] для эффективного телесного угла имеет вид:

$$\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{L}{L_R} \right) - \left(\frac{3}{8} \frac{LR^2}{L_R^3} \frac{r^2}{L_R^2} \right) - \dots \right\}, \quad (15)$$

где $L_R = \sqrt{L^2 + R^2}$. После простых преобразований получаем выражение для $\Delta\Omega$:

$$\Delta\Omega = \left(\pi \frac{R^2}{L^2} \right) - \left(\frac{3\pi}{4} \frac{LR^2}{L_R^3} \frac{r^2}{L_R^2} \right) - \dots = \Delta\Omega_C - \Delta\Omega_1 - \dots \quad (16)$$

Здесь $\Delta\Omega_C = \pi R^2 / L^2 \approx \pi \Delta\theta_C^2$ - телесный угол для точечного рассеивателя, то есть при $r = 0$. Если предположить вариант измерительного канала: диаметр мишени-рассеивателя и отверстия второго коллиматора 20 мм и расстояние между ними 2400 мм, то из (16) получим $\Delta\Omega_1 \approx 7,1 \times 10^{-10}$ ср, что очень мало по сравнению с величиной элемента телесного угла такого варианта измерительного канала $\Delta\Omega_c \approx 5,4 \times 10^{-5}$ ср.

Таким образом, для выбранной нами геометрии измерительного канала для определения телесного угла можно с хорошей точностью вместо (16) использовать формулу для точечного источника.

Чувствительность к поляризации фотонов

Чувствительность эффекта Комптона к поляризации первичного фотона может быть получена из формул Клейна-Нишина для дифференциального сечения, которая, после усреднения по все поляризациям рассеянного фотона, может быть записана в виде [24]:

$$d\sigma_c = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} + \frac{\omega_1}{\omega_2} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \Phi \right) d\Omega, \quad (17)$$

где r_0 - классический радиус электрона, θ - угол рассеяния фотона, Φ - угол между направлением поляризации падающего фотона и плоскостью рассеяния, $d\Omega$ - телесный угол, в который рассеивается фотон и ω_1 и ω_2 - энергии первичного и рассеянного фотонов.

Эффект поляризации содержится в множителе $\cos^2 \Phi$ в последнем члене равенства (17). Он показывает, что рассеяния максимально в плоскости, нормальной к вектору поляризации первичного фотона, и минимально в плоскости, параллельной к вектору поляризации.

Эта зависимость сечения комптоновского рассеяния от угла Φ используется для создания комптоновских поляриметров [25] для определения направления и степени поляризации фотона. С другой стороны, она может привести к искажению измеряемых спектров в случае применения эффекта Комптона для измерения спектров рентгеновского излучения электронов в кристаллах.

Степень поляризации падающего пучка фотонов может быть записана в виде [26]:

$$P = \frac{1}{R} \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}}, \quad (18)$$

где введен коэффициент асимметрии (анализирующая способность) R :

$$R = \frac{d\sigma_c(\varphi = 90^\circ) - d\sigma_c(\varphi = 0^\circ)}{d\sigma_c(\varphi = 90^\circ) + d\sigma_c(\varphi = 0^\circ)} \quad (19)$$

Для указанного выше варианта схемы измерительного канала с углом рассеяния $\theta = 150^\circ$, величина R , рассчитанная по формуле (19), показана на рис. 9.

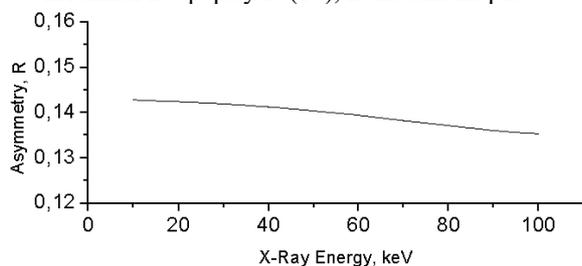


Рис. 9. Коэффициент асимметрии R для угла рассеяния $\theta = 150^\circ$ как функция энергии первичного рентгеновского кванта.

Как видно из рис. 9, коэффициент асимметрии имеет заметную величину $R \approx 0,14$ и изменяется незначительно во всем интервале энергии квантов.

Таким образом, приведенные значения коэффициента асимметрии R показывают, что наличие поляризации первичных фотонов может приводить к искажению измеряемого спектра рассеянных рентгеновских квантов.

Влияние поляризации первичного пучка фотонов на измеряемый спектр рассеянных фотонов может быть устранено соответствующим выбором ориентации кристалла.

ВЫВОДЫ

Метод на основе измерения XPI позволяет измерять спектры интенсивного рентгеновского излучения электронов с энергией меньше 100 МэВ при их осевом каналировании в кристаллах, т.е. в режиме движения электронов, когда спектр излучения имеет монотонный вид без острых пиков. Он основан на измерении интенсивности $K\alpha$ - линий характеристического рентгеновского излучения, возбуждаемого в различных мишенях пучком тормозного излучения электронов в кристаллах.

Метод позволяет определить отношение выхода рентгеновского излучения электронов из ориентированного кристалла к выходу из разориентированного кристалла в различных областях спектра, соответствующих энергии $K\alpha$ - линий выбранных элементов.

Спектр рентгеновского излучения из ориентированного кристалла может быть получен из измеренного отношения выходов, используя расчетный спектр излучения электронов из разориентированного кристалла.

Энергетический диапазон измерения определяется сверху энергиями K -края элементов конца таблицы Менделеева (~ 100 кэВ), а снизу (меньше ~ 30 кэВ) - толщиной выходной фольги вакуумной камеры ускорителя. Расположение мишени и детектора в вакуумной системе ускорителя позволит снизить эту величину до ~ 6 кэВ, которая определяется шумами измерительной системы.

Метод на основе комптоновского рассеяния позволяет измерять спектры интенсивного рентгеновского излучения, как при осевом, так и при плоскостном каналировании. Разрешение по энергии не лучше 2% за счет доплеровского расширения комптоновской линии. Ошибка в определении выхода квантов может быть ~ 5-10% за счет рэлеевского рассеяния. Метод может быть использован также и для измерения поляризации излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G.K. Gary, R.H. Pantell, M. Ozcan Optimization of the Channeling Radiation Source Crystal to Produce intense quasimonochromatic X-Rays // J. Appl. Phys. – 1991. –Vol.70(6). – P.2995-3002.
2. W. Wagner, B. Azaderan, A. Panteleeva 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.
3. D. Alesini, S. Bertolucci, M.E. Biagini 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.
4. R.L. Swent, R.N. Pantell, M.J. Alguar et al. Observation of the Channeling Radiation from Relativistic Electrons // Phys. Rev. Let. –1979. –Vol.43. –P.1723-1726.
5. R.K. Klein, J.O. Kephart, R.H. Pantell et al. Electron Channeling Radiation from Diamond // Phys. Rev. B. –1985. –Vol.31. – P.68-92.
6. M. Gouanere, D. Sillou, M. Spighel et al., Planar Channeling Radiation from 54-110-MeV Electrons in Diamond and Silicon // Phys. Rev. B. –1988. –Vol.38. –P.4352-4371.
7. B. Azaderan, W. Wagner, J. Pawelke Dependence of the Linewidth of planar Electron Channeling Radiation on the Thickness of the Diamond Crystal // Phys. Rev. B. –2006. –Vol.74. –P.045209
8. M.T. Jones Gamma-Ray Absorption Measurement // Phys. Rev. – 1936. – Vol.50. – P.110-114.
9. D.I.Adeishvili, A.P.Antipenko, S.V.Blazhevich 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.294-297.
10. G.L.Boчек, V.I.Kulibaba, N.I.Maslov 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.
11. G.L. Boчек, V.I. Kulibaba, N.I. Maslov et al. Intensity X-Ray Source Optimization // Proc. Intern. Conf. on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena, Frascati, Italy, –2004, edited by S.B. Dabagov (SPIE, Bellingam, 2005). –Vol.5974.
12. G.L. Boчек, V.I. Kulibaba, N.I. Maslov, V.D. Ovchinnik Intensive X-ray source optimization // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigation (45). Kharkov, NSC "KhIPT". –2005. №6. –P.59-62.
13. G.L. Boчек, V.I. Kulibaba, N.I. Maslov et al. Silicon pad detectors for a simple tracking system and multiplicity detectors creation // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations (37). Kharkov, NSC. –2001. №1. –P.36-39.
14. V.I. Kulibaba, N.I. Maslov, S.V. Naumov et al. Development and application of a silicon coordinate detectors // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physics Investigations (41). Kharkov, NSC. –2003. - №2. –P.85-88.
15. R. Ribberforse and K.-F. Berggren Incoherent-X-Ray-Scattering Functions and Cross Sections $(d\sigma/d\Omega)_{incoh}$ by means of a pocket calculator // Rhys. Rev. A. –1982. –Vol.26. –P.3325.
16. Compton Scattering // edited by B.Williams. - New York: McGraw-Hill, 1977.
17. T. Paakkari, V. Halonen, O. Aikala Compton profile of LiH // Phys. Rev. B. –1976. –V.13. –P.4602-4606.
18. W.A. Reed and P. Eisenberg Gamma-Ray Compton Profiles of Diamond, Silicon, and Germanium // Phys. Rev. B. –1972. Vol.6. –P.4596-4604.
19. P. Patison, S. Manninen and J. Felsteiner The influence of Scattering on the total and differential Compton Cross Section in Aluminium // Phil. Mag. –1974. –Vol.30. -P.973-982.
20. P. Paatero, S. Manninen and T. Paakkari Deconvolution in Compton profile measurements // Phil. Mag. –1974. –Vol.30. - P.1281-1293.
21. R. Cesareo, A.L. Hanson, G.E. Gigante et al. Interection of keV Photons with Matter and new Applications // Phis. Rep. – 1992. –Vol.213. No.3. –P.117-178.
22. S. Wachtel, J. Felsteiner, S. Kahane et al. Gamma Ray profile of polycrystalline lithium // Phys. Rev.B. –1975. –Vol.12. – P.1285-1292.
23. К.А. Петержак, М.А. Бак Определение доли излучения, попадающей на круглую мишень от круглого источника // ЖТФ. –1955. –Т. XXV, вып.4. –С.636-643.
24. J.M. Jauch, F. Rohrlich The Theory of Photons and Electrons - Berlin: Springer, 1971.
25. P.H. Stelson, F.K. McGowan Polarization of gamma Rays in Ta¹⁸¹ // Phys. Rev. -1957. –Vol.105. –P.1346-1349.
26. Methods for the Determination of fundamental physical Quantities // edited by Luke C.L. Yuan and Chien-Shiung Wu, New York. London. –1963 (см. перевод: Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц под ред. Люк К.Л. Юан и Ву Цзянь-Сюн. - М., 1965. –С.165)