

ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ
РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 300–900 МэВ
В ПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ
РАДИАТОРАХ

*В. Н. Забаев**, *В. В. Каплин*, *С. И. Кузнецов*, *С. Р. Углов*

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Томск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	876
СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РРПИ	877
ПОРОГОВЫЙ ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ РРПИ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ	880
ГЕНЕРАЦИЯ «ЖЕСТКОГО» РРПИ В ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГАХ	883
ИНТЕНСИВНОЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СОСТАВНОЙ МИШЕНИ	885
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	888

*E-mail: vnz@tpu.ru

ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 300–900 МэВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ РАДИАТОРАХ

*В. Н. Забаев**, *В. В. Каплин*, *С. И. Кузнецов*, *С. Р. Углов*

Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Томск, Россия

Представлен обзор результатов экспериментальных исследований на томском синхротроне резонансного рентгеновского переходного излучения, генерированного релятивистскими электронами в периодических многослойных радиаторах. Эксперименты проводились с использованием как внутреннего пучка синхротрона, так и внешнего пучка вторичных электронов парного магнитного γ -спектрометра в диапазоне энергии электронов 300–900 МэВ. Многослойные радиаторы состоят из множества тонких аморфных фольг из различных материалов. Была также исследована генерация рентгеновского излучения в составном радиаторе, состоящем из многослойного радиатора и кристалла. В этом случае резонансное рентгеновское переходное излучение, генерированное в многослойном радиаторе, затем дифрагирует в кристалле и испускается под углами Брэгга вместе с параметрическим рентгеновским излучением, генерируемым в кристалле. Исследовались спектральные и угловые свойства резонансного рентгеновского переходного излучения и дифрагированного резонансного рентгеновского переходного излучения. Оценивалось также соотношение вкладов дифрагированного резонансного рентгеновского переходного излучения и других видов излучения в общий поток когерентного рентгеновского излучения, генерированного электронами в периодических структурах и кристаллах.

An overview of the results of experimental studies at the Tomsk synchrotron of the resonant X-ray transition radiation generated by relativistic electrons in periodic multifoil radiators is presented. The experiments were made with the use of both the internal beam of the Tomsk synchrotron and the external beam of secondary electrons of a magnetic pair γ -spectrometer in the range of electron energy of 300–900 MeV. The multifoil radiators consist of the sets of thin amorphous foils of different materials. The generation of X-rays in a compound radiator consisting of the multifoil radiator and a crystal was also investigated. In this case, the resonant X-ray transition radiation generated in the multifoil radiator was then diffracted in the crystal and emitted at Bragg angles together with parametric X-ray radiation generated in the crystal. The spectral and angular properties of the resonant X-ray transition radiation and of the diffracted resonant X-ray transition radiation were investigated. The ratio of the contributions of the diffracted resonant X-ray transition radiation and of other types of radiation in the total flux of coherent X-rays generated by electrons in multifoil radiators and crystals was also estimated.

PACS: 14.60.Cd; 41.75.Ht

*E-mail: vnz@tpu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Переходное излучение (ПИ) возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела сред с различающимися показателями преломления. Эффект был предсказан в 1945 г. В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком [1]. Первые экспериментальные результаты получены в 1958 г. и относятся в основном к исследованию ПИ, испускаемого «назад» относительно направления первоначальной частицы. Расчеты показывают, что эта компонента ПИ всегда лежит в области видимого света. Результаты эксперимента оказались в очень хорошем согласии с теорией. Исследование ПИ, направленного «вперед», было затруднено тем, что при больших энергиях электронов поток ПИ распространяется в основном около образующей конуса под малыми углами к направлению электронного пучка. К середине 1980-х гг. основные свойства рентгеновского переходного излучения (РПИ) быстрых заряженных частиц в слоистых радиаторах были довольно подробно изучены теоретически [2, 3]. Исследовались в основном интегральные характеристики излучения, такие как энергетический выход и его зависимость от релятивистского фактора для электронов, протонов, мезонов. Были сформулированы резонансные требования к слоистым радиаторам, при выполнении которых излучение приобретало когерентный характер, а радиатор излучал как одно целое. Были проведены измерения спектров резонансного переходного излучения на линейном ускорителе электронов с энергией $E = 54$ МэВ [4]. Использовались пленки из бериллия, углерода и алюминия. При этом энергия переходного излучения лежала в области мягкого рентгена: $E_\gamma > 1$ кэВ.

Главный интерес к ПИ, направленному «вперед», был связан в то время с тем, что данный механизм излучения позволил создать новый класс детекторов для регистрации заряженных частиц (переходные детекторы), для идентификации частиц и определения их энергии. Они до сих пор широко используются в ядерной физике и физике элементарных частиц. При этом отмечалось отсутствие детального экспериментального исследования тонких резонансных эффектов в ПИ «вперед» [3, 5]. Эти эффекты резко меняют форму спектра РПИ (например, при изменении энергии налетающей частицы или геометрии слоистого радиатора) и являются нежелательными факторами, мешающими работе детектора.

Новый подъем интереса к РПИ как к возможному интенсивному источнику квазимонохроматического, узконаправленного и регулируемого источника рентгеновского излучения для различных применений пришелся на начало 1990-х гг. [6, 7]. Зависимость интенсивности РПИ от геометрии радиатора (толщины пластин, размера промежутков между ними) имеет резонансный характер. Поэтому при реализации условий этого резонанса можно получить особый вид РПИ — резонансное рентгеновское переходное излучение (РРПИ), отличающееся увеличением спектрально-угловой плотности из-

лучения в рентгеновском диапазоне. Это усиление для идеального радиатора может вырасти в M^2 раз по сравнению с нерезонансным случаем (M — число слоев радиатора). Следует отметить, что исследование РРПИ по сравнению с РПИ затруднено требованием гораздо более высокой точности изготовления слоистых структур.

1. СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РРПИ

Первые эксперименты, проведенные на пучке электронов томского синхротрона «Сириус», были посвящены исследованию спектрально-угловых характеристик РРПИ [8, 9]. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

Пучок электронов с энергией $E = 900$ МэВ, угловой расходимостью 10^{-4} рад и монохроматичностью 0,5% сбрасывался на слоистую мишень в течение $t = 2 \cdot 10^{-2}$ с. Мишень, установленная в вакуумной камере ускорителя, состояла из 10 лавсановых пленок толщиной $l_1 = 12$ мкм с вакуумными

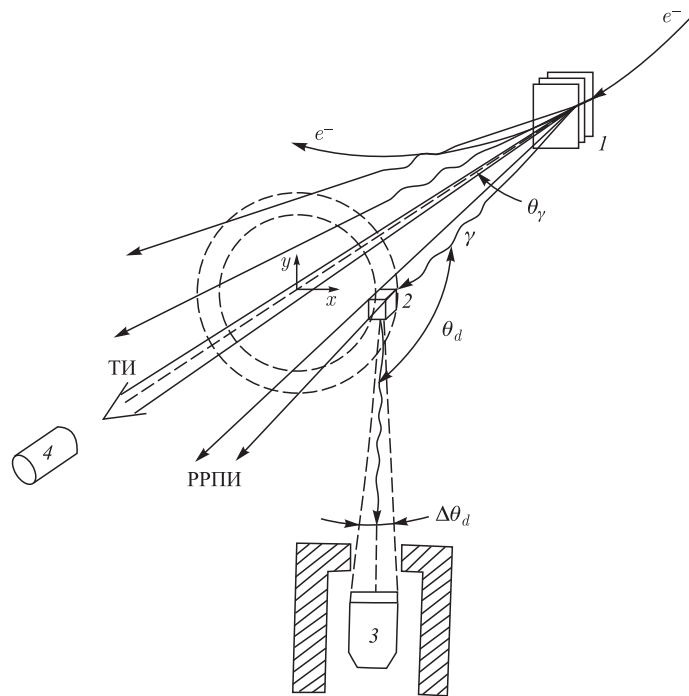


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — слоистая мишень; 2 — графитовый рассеиватель; 3 — детектор; 4 — квантометр

промежутками между ними $l_2 = 24$ мкм. Угол между поверхностью пленки и осью пучка составлял 70° . Параметры мишени были выбраны из расчета получить резонансное излучение с энергией около 20 кэВ под углом $\theta_\gamma = 3\gamma^{-1}$ к оси пучка электронов, здесь γ — релятивистский фактор электронов. Экспериментальная методика описана в [10].

Генерируемое в радиаторе рентгеновское излучение выходило из вакуумной камеры синхротрона через бериллиевый фланец толщиной 200 мкм. На расстоянии 630 см от мишени размещался графитовый рассеиватель излучения с размерами $4 \times 4 \times 4$ мм. С помощью специальной механической системы на шаговых двигателях рассеиватель можно было перемещать поперек направления оси тормозного излучения и устанавливать в выбранной части конуса излучения РРПИ. Детектором рентгеновского излучения служил сцинтилляционный спектрометр на основе кристалла NaI(Tl) толщиной 1 мм с бериллиевым входным окном. Энергетическое разрешение спектрометра на линии ^{57}Co с энергией $E_\gamma = 14$ кэВ составляло 50 %, на линии ^{241}Am с $E_\gamma = 59,6$ кэВ — 25 %.

Спектрометр размещался в комптоновской геометрии под углом $\theta_d = 90^\circ$ к оси пучка электронов, был конструктивно жестко связан с рассеивателем и перемещался вместе с ним. При этом угловой захват детектора $\Delta\theta_d = 2,2 \cdot 10^{-2}$ ср оставался неизменным.

На рис. 2 приведены экспериментальные результаты. На рис. 2, *a* показаны угловые распределения рентгеновского излучения, генерируемого в сло-

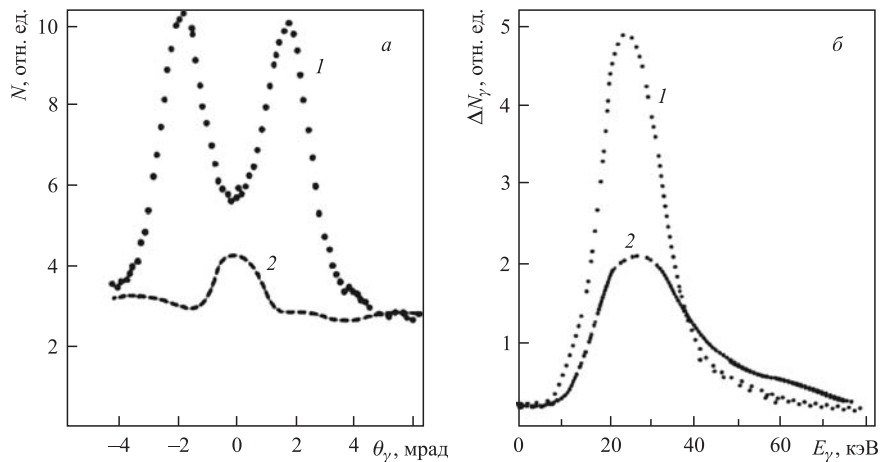


Рис. 2. *a*) Угловые распределения рентгеновского излучения с энергией фотонов $E_\gamma = 10\text{--}40$ кэВ (1); $E_\gamma > 60$ кэВ (2). *б*) Аппаратурные спектры РРПИ электронов из лавсановой мишени: 1 — $\theta_\gamma = 3\gamma^{-1}$; 2 — $\theta_\gamma = 2,3\gamma^{-1}$

истой мишени, полученные при перемещении рассеивателя перпендикулярно оси пучка в горизонтальной плоскости.

Кривая 1 иллюстрирует угловое распределение рентгеновских фотонов с энергиями в интервале $E_\gamma = 10\text{--}40$ кэВ, кривая 2 — в интервале $E_\gamma > 60$ кэВ. В первом случае интервал регистрируемых фотонов перекрывает с учетом энергетического разрешения детектора диапазон, в котором лежит предполагаемая резонансная часть переходного излучения. Вид кривой 1 свидетельствует о том, что регистрируемая в данном случае фракция излучения распределена в пространстве вблизи конической поверхности с углом раствора $\theta_\gamma = 3\gamma^{-1}$, что подтверждает доминирующий вклад механизма РРПИ в формирование картины излучения. Отметим, что во втором случае угловое распределение жестких фотонов определяется, как и ожидалось, вкладом тормозного излучения, здесь для $\theta_\gamma = 0$ наблюдается максимум выхода излучения с шириной $\theta_\gamma = \gamma^{-1}$.

На рис. 2, б приведены аппаратурные спектры излучения, полученные при установке рассеивателя под углами $\theta_\gamma = 3\gamma^{-1}$, т. е. в положении максимума углового распределения РРПИ (кривая 1) и $\theta_\gamma = 2,3\gamma^{-1}$ (кривая 2).

В положении максимума энергия регистрируемых рассеянных фотонов составляла $E_\gamma = 18$ кэВ, что соответствует с учетом эффекта Комптона энергии излучаемых фотонов $E_\gamma = 18,7$ кэВ. Угол излучения θ_γ связан с энергией фотонов РРПИ соотношением (1), которое следует из условия резонанса [2]

$$\theta_\gamma^2 = \frac{4\pi r \hbar c}{E_\gamma(l_1 + l_2)} - \gamma^{-2} - \frac{l_1}{l_1 + l_2} \left(\frac{E_p}{E_\gamma} \right)^2, \quad r = 1, 2, \dots, \quad (1)$$

где $E_p = \hbar\omega_p$; ω_p — плазменная частота среды. При перемещении рассеивателя в положение $\theta_\gamma = 2,3\gamma^{-1}$ пик в спектре излучения смещается вправо, интенсивность его резко снижается, что подтверждает резонансную природу наблюдаемого эффекта.

Оценка выхода рентгеновских фотонов, излучаемых в апертуру рассеивателя, в области энергии, соответствующей спектральному пику, сделанная с учетом поглощения излучения в мишени, выходном фланце камеры синхротрона, в воздухе по пути к детектору, а также с учетом эффективностей рассеивателя и спектрометра, дает величину $\Delta N \sim 10^{-3}$ фот./эл. Это соответствует угловой плотности РРПИ около $5 \cdot 10^3$ фот./эл./ср. Сравнение с экспериментами [7, 11] показывает, что эта величина существенно превосходит соответствующие величины для излучения при каналировании заряженных частиц (ИК) и для параметрического рентгеновского излучения (ПРИ). Угловые плотности этих видов излучения в области энергии фотонов в десятки кэВ приблизительно соотносятся как РРПИ : ИК : ПРИ $\sim 1 : 10^{-3} : 10^{-6}$. Это указывает на возможность создания на основе механизма РРПИ высо-

коинтенсивного источника квазимонохроматического рентгеновского излучения с энергией фотонов до сотен кэВ при использовании пучков электронов с энергией в несколько ГэВ.

Аналогичный эксперимент был проведен позже в Майнце (Германия) на пучке электронов с энергией $E = 855$ МэВ [12]. Здесь угол θ_γ был фиксирован. Мишень состояла из четырех полиамидных пленок. Следует отметить очень хорошее согласие эксперимента с теорией.

2. ПОРОГОВЫЙ ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ РРПИ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Второй эксперимент по исследованию свойств РРПИ был проведен без использования комптоновского рассеивателя [13]. В данном случае напрямую регистрировался спектр РРПИ, проинтегрированный по углам вылета фотонов, на фоне тормозного излучения. Измерения были выполнены на вторичном пучке электронов парного магнитного спектрометра. Схема эксперимента приведена на рис. 3.

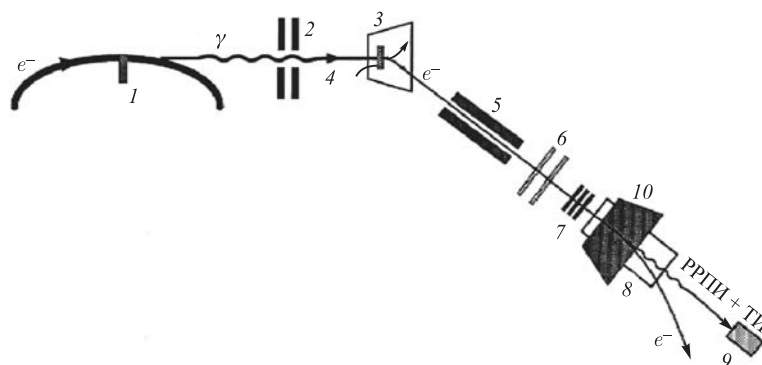


Рис. 3. Схема эксперимента [13]

Ускоренные электроны синхротрона «Сириус» с энергией 900 МэВ сбрасывались на внутреннюю аморфную мишень 1. Возникающее тормозное излучение формировалось коллиматорами 2 и попадало в парный магнитный спектрометр 3, где фотоны конвертировались в e^+e^- -пары в тонком алюминиевом конвертере 4. Выбором напряженности магнитного поля и соответствующей коллимацией 5 формировался пучок вторичных электронов, имеющих необходимую энергию в интервале $E = 300-700$ МэВ, с разбросом $\Delta E/E > 3\%$. Далее вторичные электроны пересекали два тонких сцинтилляционных счетчика 6 и попадали на слоистый радиатор 7, состоящий из

125 пластинок Ве. Толщина пластинок составляла $l_1 = 26$ мкм, промежутков между ними $l_2 = 52$ мкм, поперечные размеры 20×20 мм.

Эти параметры мишени обеспечивали наибольший выход фотонов в области энергий спектра РРПИ $E_\gamma = 10\text{--}20$ кэВ при энергии электронов $E = 700$ МэВ. Сигнал совпадения импульсов счетчиков запускал спектрометр 9. Генерируемые в слоистом радиаторе РРПИ, тормозное излучение (ТИ) и вторичные электроны далее попадали в вакуумопровод 8. В нем фотонный пучок очищался от заряженных частиц полем магнита 10 и регистрировался рентгеновским пропорциональным счетчиком с бериллиевым входным окном и порогом регистрации $E_t = 4$ кэВ. По данным калибровки разрешение спектрометра составляло $\Delta E_\gamma \sim 2$ кэВ. Область линейности детектора составляла $E_\gamma = 10\text{--}26$ кэВ. Выбранные параметры многослойного радиатора обеспечивают при энергии электронов $E = 700$ МэВ полный выход фотонов Y в диапазоне $E_t - E_\gamma = 30$ кэВ, $Y \sim 0,9$ фот./эл.

Для учета вклада ТИ были проведены также измерения на сплошной мишени 1 аналогичной радиационной толщины. При обработке фоновые спектры ТИ вычитались из спектров, полученных на слоистом радиаторе, для выделения вклада РРПИ.

Результаты измерений для энергий электронов $E = 300, 500$ и 700 МэВ после вычитания фона приведены на рис.4. Статистическая погрешность

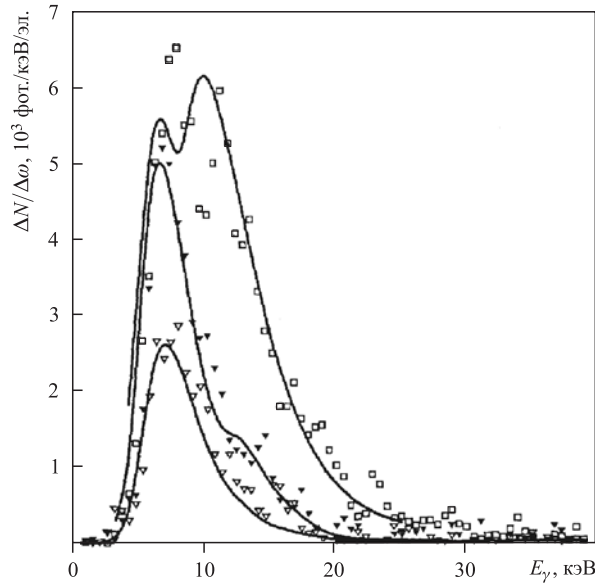


Рис. 4. Экспериментальные спектры РРПИ из Ве-мишени

в максимумах спектров составляет около 5%. Кривые имеют расчетный характер с учетом поглощения рентгеновских квантов в мишени, майларовых окнах вакуумопровода, в воздухе и Ве-окне детектора. Теоретические кривые подогнаны к экспериментальным спектрам умножением на фактор 0,62 во всех трех случаях.

При увеличении энергии с $E = 300$ МэВ до $E = 500$ МэВ форма спектров не меняется, а полное число излученных фотонов растет пропорционально E , как в случае обычного нерезонансного РПИ. Увеличение энергии электронов до $E = 700$ МэВ приводит к появлению второго максимума в спектре и дает более резкий рост полного выхода излучения — приблизительно пропорционально E^2 .

Приведенные данные демонстрируют пороговый эффект для РРПИ, выражающийся в резком увеличении интенсивности излучения при приближении энергии электронов к величине, оптимальной для генерации РРПИ в данном радиаторе. Расчетные спектры для данных условий демонстрируют сходное поведение. Здесь принципиальное изменение формы спектров возникает при увеличении энергии электронов до 700 МэВ, когда появляется второй пик, связанный с когерентным сложением фотонов, излученных в разных фольгах. Эксперимент подтверждает этот эффект.

На рис. 5 приведены расчетные энергетические зависимости выхода фотонов из Ве-резонансного радиатора.

Вид кривых отчетливо подтверждает существование энергетического порога для генерации РРПИ в районе энергии электронов $E > 500$ МэВ.

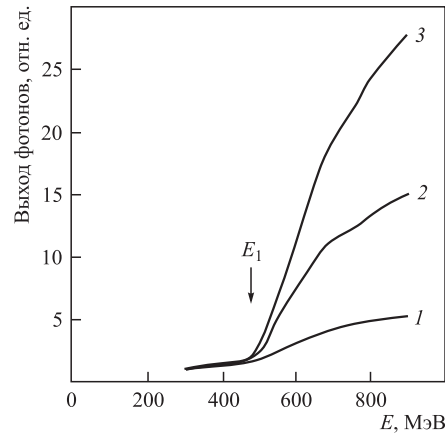


Рис. 5. Расчетные энергетические зависимости полного выхода фотонов из резонансного Ве-радиатора. Кривые нормированы на единицу в точке $E = 300$ МэВ. Интервал регистрации фотонов составлял $E_\gamma > 5$; $E_\gamma > 10$; $E_\gamma > 15$ кэВ (кривые 1, 2, 3 соответственно)

Причем этот эффект проявляется сильнее для жестких фотонов. Так, при $E_\gamma > 15$ кэВ выход излучения растет пропорционально E^5 . Таким образом, подбором параметров периодического слоистого радиатора можно существенно увеличить выход излучения в жесткой части спектра. Итак, резонансный слоистый радиатор может быть использован как основа компактного и простого детектора заряженных частиц сверхвысоких энергий, отличающегося от традиционного переходного счетчика более высокой эффективностью.

3. ГЕНЕРАЦИЯ «ЖЕСТКОГО» РРПИ В ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГАХ

Если подобрать параметры резонансного радиатора таким образом, чтобы пик в спектре РРПИ находился вблизи энергии K -края фотопоглощения, то можно добиться дополнительной монохроматизации излучения. Эффект «обрезания» правой стороны спектрального максимума обусловлен скачком в зависимости сечения поглощения фотонов от E_γ при $E_\gamma = E_{\gamma K}$. Впервые указание на проявление данного эффекта было сделано в работе [4] для радиаторов из углерода и алюминия, затем в [6] для средних и тяжелых металлов.

Переходное излучение эффективно генерируется в диапазоне частот $\omega > \omega_{p\gamma}$. Применение более тяжелых фольг, например из олова, позволит получить квазимонохроматические пучки РРПИ в области энергий $E_\gamma \sim 30$ кэВ.

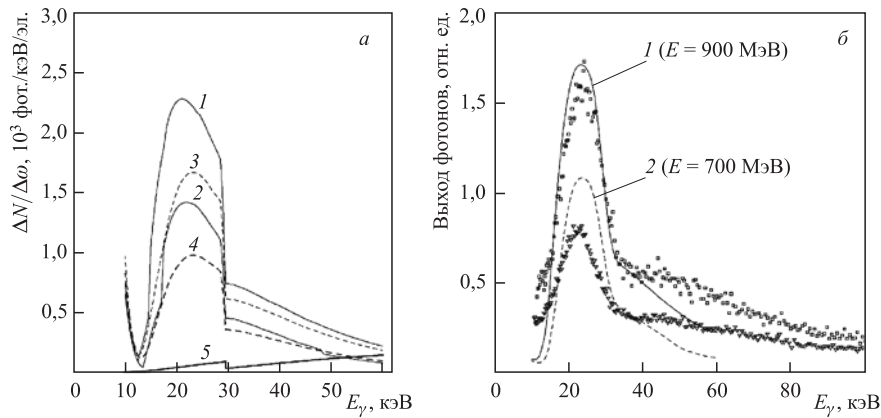


Рис. 6. *а)* Теоретические спектры рентгеновского излучения: 1 (2) — резонансный (нерезонансный слоистый) Sn-радиатор, $E = 900$ МэВ; 3 (4) — то же для $E = 700$ МэВ; 5 — спектр ТИ из сплошной Sn-мишени эквивалентной толщины (умноженный на 3) для $E = 900$ МэВ. *б)* Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) спектры рентгеновского излучения из Sn-радиатора

На синхротроне «Сириус» были проведены экспериментальные исследования возможности генерации жесткого квазимонохроматического РРПИ в слоистых металлических радиаторах из медных и оловянных фольг [14]. На рис. 6 представлены расчетные и экспериментальные спектры переходного излучения из Sn-мишени.

Вычисления выполнены согласно модели [2] с учетом поглощения рентгеновских квантов в веществе радиатора. На рис. 6, а кривые 1 и 2 представляют спектры излучения из резонансного радиатора с параметрами $M = 9$, $l_2 = 52$ мкм, $l_1 = 11$ мкм, $E_{\gamma K} = 29,2$ кэВ, $\hbar\omega_p = 54$ эВ. В таком радиаторе излучение происходит когерентно на протяжении всей траектории движения электрона, т. е. мишень излучает как одно целое. Расчеты предсказывают наличие характерного спектрального максимума при $E_\gamma \sim 25$ кэВ. Его амплитуда падает при изменении энергии электронов от 900 до 700 МэВ. Скачок в сечении фотопоглощения вблизи K -края подавляет выход фотонов с энергией $E_\gamma > 29,2$ кэВ, в результате чего спектр «обрезается» с правой стороны. В этом случае ширина спектрального максимума уже, чем для мишени, у которой частота ω_K расположена далеко от положения спектрального максимума.

Пики в представленных спектрах формируются первой гармоникой РРПИ. Из когерентных условий [2] мы можем получить пороговую энергию электронов E_t и угол вылета фотонов РРПИ θ_γ для используемого радиатора:

$$E_t = \frac{m_0 c^2 \hbar \omega_p}{2\pi \hbar c} \sqrt{(l_1 + l_2) l_1}. \quad (2)$$

Для наших условий $E_t = 586$ МэВ, θ_γ рассчитывается по формуле (1). Например, резонансное излучение с энергией $E_\gamma \sim 25$ кэВ испускается на углы $\theta_\gamma = 0,7$ и $0,5$ мрад для $E = 900$ и 700 МэВ соответственно. Характерно, что для РРПИ угол θ_γ растет с ростом E в отличие от нерезонансного РПИ ($l_2 = 1000$, $l_1 = 11$ мкм). Большая величина зазора в этом случае исключает вклад интерференции между отдельными слоями мишени. Спектральная интенсивность и контрастность максимумов в нерезонансном случае снижаются. Кривая 5 красноречиво демонстрирует незначительный вклад ТИ в формирование полной картины излучения, что объясняется проявлением эффекта плотности, который подавляет ТИ в области $E_\gamma \sim 25$ кэВ.

Измерения спектров интенсивности переходного излучения выполнялись на внутреннем электронном пучке синхротрона с помощью NaI(Tl)-спектрометра с толщиной кристалла 1 мм. Порог регистрации был установлен на уровне 10 кэВ. В отличие от эксперимента с комптоновским рассеивателем здесь детектор устанавливался непосредственно по оси пучка излучения ТИ + РРПИ, выведенного из вакуумной камеры ускорителя. Чтобы избежать перегрузки детектора и наложения импульсов, с помощью специального устройства («скрепера») ток ускорителя снижался по сравнению с обычным

режимом на несколько порядков величины. При этом ток ускоренных электронов мониторировался датчиком синхротронного излучения, на показания которого нормировались результаты измерений [10].

Экспериментальные результаты и расчеты для Sn-радиатора приведены на рис. 6, б. Здесь, в отличие от результатов, приведенных на рис. 6, а, в расчете (кривые 1 и 2) учитываются фотопоглощение регистрируемого излучения на пути к детектору, а также аппаратное разрешение. Из представленных спектров вычтен фон ТИ, измеренный отдельно на сплошной мишени эквивалентной толщины. Экспериментальные данные нормированы на условную единицу ускоренного тока и совмещены с расчетными в максимуме для $E = 900$ МэВ. На рис. 6, б демонстрируется согласие теории и эксперимента для энергии электронов $E = 900$ МэВ. Амплитуда экспериментального максимума для $E = 700$ МэВ заметно меньше расчетной, что может объясняться большим деструктивным влиянием многократного рассеяния на процессы интерференции излучений от отдельных фольг радиатора.

Чтобы наглядно выявить влияние K -края на форму спектра РРПИ, были проведены измерения на слоистой медной мишени. Ее параметры также были выбраны таким образом, чтобы получить положение спектрального максимума вблизи $E_\gamma \sim 25$ кэВ ($l_2 = 52$, $l_1 = 12$ мкм, $M = 9$, $E_{\gamma K} = 8,98$ кэВ). В этом случае K -край расположен далеко от спектрального пика и его влияние на его ширину должно быть пренебрежимо мало, что и подтверждает эксперимент. Ширина спектральных максимумов для олова и меди составила $\Delta E_\gamma / E_\gamma = 55$ и 88% соответственно.

4. ИНТЕНСИВНОЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В СОСТАВНОЙ МИШЕНИ

Известно, что при пролете электрона в кристалле в результате дифракции псевдофотонов его собственного поля возникает параметрическое излучение (ПРИ) [2]. Ширина спектральной линии ПРИ чрезвычайно мала: может составлять менее процента. Фотоны ПРИ испускаются под углами Брэгга в конус с раствором несколько γ^{-1} в зависимости от характеристик кристалла. Однако интенсивность ПРИ невелика: $\sim 10^{-5}$ фот./эл.

Рентгеновское переходное излучение, как было отмечено выше, возникает при пролете заряженной частицы через границу раздела двух сред с различными показателями диэлектрической проницаемости [2, 3]. Спектр РПИ имеет сплошной характер, ширина спектрального максимума достигает 50–80%. Интенсивность переходного излучения значительно выше интенсивности ПРИ и может достигать нескольких фотонов на электрон. Недостатком РРПИ является малый угол вылета фотонов РРПИ относительно направления движения электронов, отсюда сложность использования подобного источника излучения на фоне сопровождающего его ТИ.

В работе [15] была предложена новая концепция создания источника интенсивного, монохроматического, узконаправленного под большими углами к пучку электронов рентгеновского излучения на основе составного радиатора — слоистая структура + кристалл. В этом случае генерируемое в слоистом радиаторе РРПИ далее дифрагирует на плоскостях кристалла и совместно с ПРИ, независимо образованным электронами в кристалле, излучается в направлении угла Брэгга. Дифрагированное РРПИ (ДРПИ) должно сочетать положительные качества как РРПИ (высокую интенсивность), так и ПРИ (монохроматичность, большие углы вылета относительно первоначального направления пучка электронов). Полный поток рентгеновского излучения в брэгговском направлении будет состоять из двух компонент: ДРПИ + ПРИ. Полученные экспериментальные результаты были изложены в работах [15, 16].

Схема экспериментов, выполненных на томском синхротроне, приведена на рис. 7.

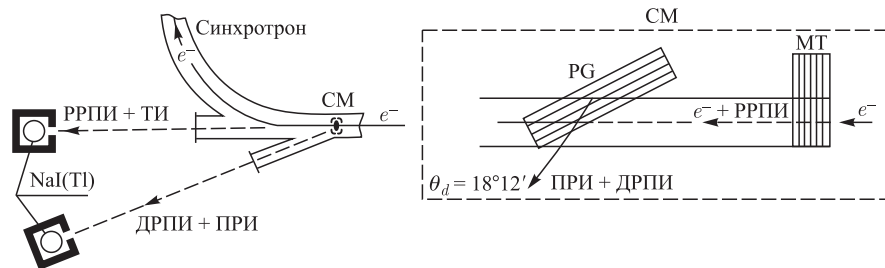


Рис. 7. Схема эксперимента с составной мишенью

Составная мишень устанавливалась на внутреннем электронном пучке синхротрона с энергией $E = 700$ МэВ. Ускоренные электроны при сбросе вначале пересекали слоистую медную структуру (МТ — multifoil target) с параметрами $M = 9$, $l_1 = 12$ мкм, $l_2 = 52$ мкм, затем кристалл пиролиграфитического графита (PG) с мозаичностью 3,27 мрад и размерами $10 \times 6 \times 1,5$ мм. Угол между направлением импульса электрона и кристаллографическими плоскостями PG (200) составлял $\theta_B = 9,1^\circ$. Имелась возможность регистрации по отдельности выходов РРПИ (на пучке только МТ) или ПРИ (на пучке только кристалл PG). В качестве детектора использовался NaI(Tl)-спектрометр с толщиной кристалла 1 мм. Порог регистрации был установлен на уровне 7 кэВ. Расстояние между детектором и радиатором составляло 458 см, из них 243 см — воздух.

На рис. 8 приведены экспериментальные спектры излучения электронов с энергией $E = 700$ МэВ из составной мишени (ДРПИ + ПРИ) и из кристалла PG (ПРИ).

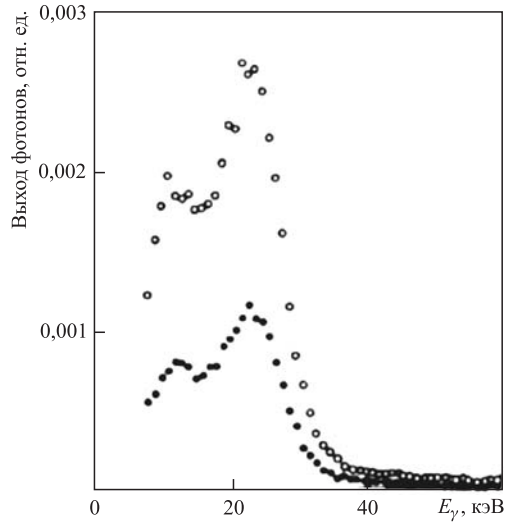


Рис. 8. Экспериментальные спектры излучения из составной мишени (○) и из кристалла PG (●)

Выделяются спектральные максимумы 1-го и 2-го порядков. Вследствие более сильного поглощения в воздухе мягкая компонента излучения подавляется сильнее и амплитуда первого максимума меньше амплитуды второго. Превышение выхода излучения из составной мишени над выходом ПРИ составляет $n = 2,4$, что подтверждает высказанную выше концепцию. Отметим, что медный радиатор с общей радиационной толщиной $7,5 \cdot 10^{-3}$ рад. дл. является достаточно толстым. Проходя через него, пучок электронов рассеивается и не весь попадает на кристалл. Поэтому выход собственно РРПИ из составной мишени занижен. Следовательно, истинное превышение n выше измеренного.

В работе [17] для генерации ДРПИ использовалась составная мишень, в которой в качестве слоистой структуры применялась стопка майларовых пленок ($M = 10$, $l_1 = 12$, $l_2 = 52$ мкм). Эта сборка значительно слабее возмущает электронный пучок, поэтому здесь был возможен более корректный учет вклада ПРИ в общий поток излучения: ДРПИ + ПРИ. В данной работе использовался более совершенный гамма-спектрометр, что позволило выделить три порядка в спектрах излучения. Эксперимент был продублирован в совместном российско-японском эксперименте на синхротроне Токийского университета [18], где в качестве слоистой структуры использовалась сборка из 100 кремниевых монокристаллических пластин толщиной 16 мкм. В итоге было получено полное подтверждение описанных выше эффектов. Основные результаты данного цикла исследований заключаются в следующем.

1. Экспериментально зарегистрирован эффект дифракции РРПИ на кристалле РГ. Измерены в одних экспериментальных условиях спектры РРПИ, ПРИ, ДРПИ и проведено их сравнение с теорией.

2. Постановка перед кристаллом РГ слоистой резонансной структуры даже с небольшим числом слоев ($M = 9$) приводит к значительному росту выхода рентгеновского излучения, испускаемого под большими углами Брэгга, по сравнению со случаем «чистого» ПРИ. При этом сохраняется высокая спектрально-угловая плотность излучения. Очевидно, что использование многослойных структур, состоящих из сотен тонких фольг, позволит создать интенсивный, монохроматический рентгеновский источник, весьма привлекательный для многих приложений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, гранты 14.В37.21.0775 и 14.В37.21.1295.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л., Франк И. М. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // ЖЭТФ. 1946. Т. 16, № 1. С. 15–28.
2. Тер-Микаэлян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. 458 с.
3. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1983. 315 с.
4. Piestrup M. F. et al. Measurement of Transition Radiation from Medium-Energy Electrons // Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 917–927.
5. Оганесян А. Г. Рентгеновское переходное излучение и его применение в эксперименте // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 137–182.
6. Piestrup M. A. et al. Generation of Hard X-Rays from Transition Radiation Using High-Density Foils and Moderate-Energy Electrons // Phys. Rev. A. 1991. V. 43. P. 2387–2396.
7. Rule D. W. et al. Production of X-Rays by the Interaction of Charged Particle Beams with Periodic Structures and Crystalline Materials // Proc. of Intern. Symp. on Optical Science and Engineering, San Diego, CA, USA, July 21–26, 1991. Short-Wavelength Radiation Sources. 1991. V. 1552. P. 240–251.
8. Воробьев С. А. и др. Наблюдение резонансного рентгеновского переходного излучения 900 МэВ электронов в слоистой мишени // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53, вып. 7. С. 332–336.
9. Kaplin V. V. et al. Resonance Transition X-Rays Generated by 800–900 MeV Electrons in a Periodic Maylar Radiator // Phys. Lett. A. 1993. V. 174. P. 165–168.

10. *Андреяшкин М. Ю. и др.* Измерение спектров тормозного излучения релятивистских электронов в монокристаллах детектором полного поглощения // ПТЭ. 1989. Т. 6. С. 55–60.
11. *Авакян Р. О. и др.* Экспериментальное исследование квазичеренковского излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ в алмазе // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 313.
12. *Backe H. et al.* Resonant Transition Radiation in The X-Ray Region from a Low Emittance 855 MeV Electron Beam // Z. Phys. A. 1994. V. 349. P. 87.
13. *Andreyashkin M. Yu. et al.* Threshold Behavior of Hard X-Rays in Resonant Transition Radiation from Beryllium Foils // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 359. P. 518–522.
14. *Andreyashkin M. Yu. et al.* Generation of Hard Transition X-Rays Radiation by Relativistic Electrons in Multilayered Metal Target // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 203–208.
15. *Andreyashkin M. Yu. et al.* Diffraction of Resonance X-Ray Transition Radiation of 900 MeV Electrons under Condition of Generation of 20 keV Parametric X-Ray Radiation in ^{110}Ge Crystal // Proc. of Intern. Symp. on Radiation of Relativistic Electrons in Periodical Structures (RREPS), Tomsk, Russia, 1993. P. 86–89.
16. *Андреяшкин М. Ю. и др.* Рентгеновский источник на базе параметрического и переходного излучения электронов // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 770–774.
17. *Andreyashkin M. Yu. et al.* X-Ray Generation Produced by Relativistic Electrons in Compound «Multifoil Structure + Crystal» Targets // Nucl. Instr. Meth. B. 1996. V. 119. P. 108–114.
18. *Takashima Y. et al.* Observation of Monochromatic and Tunable Hard X Radiation from Stratified Si Single Crystals // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 25–30.