

УДК 539.18

## ПРЕДЛОЖЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ И ИССЛЕДОВАНИЮ ДИФРАГИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2010 г. Д. А. Бакланов<sup>1</sup>, И. Е. Внуков<sup>1</sup>, В. К. Гришин<sup>2</sup>, А. Н. Ермаков<sup>2</sup>,  
Ю. В. Жандармов<sup>1</sup>, Р. А. Шатохин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

<sup>2</sup>НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 08.06.2009г.

Обсуждается возможность экспериментального обнаружения дифрагированного излучения каналированных электронов. Предложен новый способ ориентации кристалла на электронных ускорителях средних энергий с коротким временем цикла ускорения и сброса электронов на мишень (микротрон, линейный ускоритель) по интегральным характеристикам выхода мягкого излучения из тонких металлических мишеней, обеспечивающий существенное сокращение временных затрат на ориентацию кристалла. Создана экспериментальная установка, разработан и отлажен комплекс программ для работы с аппаратурой, проведены тестовые измерения на микротроне НИИЯФ МГУ, позволяющие уже в ближайшее время провести предлагаемые экспериментальные исследования.

### ВВЕДЕНИЕ

Дифрагированное излучение каналированных электронов (DCR-Diffracted Channeling Radiation) или, как его иногда называют, дифрагированное (дифракционное) излучение релятивистского осциллятора (ДИО) [1–3], одно из интересных физических явлений, возникающих при прохождении быстрых заряженных частиц через упорядоченные среды и предсказанных в 70–80-е годы в работах В.Г. Барышевского с соавторами. Часть из них, например, параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) быстрых заряженных частиц в кристаллах и ПРИ под малыми углами к направлению скорости частицы, экспериментально зарегистрирована [4, 5].

ДИО, являющееся результатом когерентного суммирования двух процессов – излучения фотона и его дифракции в кристалле (см. [1–3, 6] и цитированную там литературу), до последнего времени оставалось вне поля зрения экспериментаторов как вследствие недостаточной ясности в величине эффекта, так и очевидной сложности его выделения на фоне конкурирующих процессов: ПРИ и дифрагированного тормозного излучения (ДТИ). Дополнительную сложность в проведении исследований по поиску проявления эффекта представляют ограниченный диапазон энергии частиц, где возможно его четкое наблюдение (10–40 МэВ), и очень узкий диапазон углов наблюдения и энергий фотонов, где он может отчетливо проявиться, что предъявляет жесткие требования к выбору угла наблюдения и климатации излучения [7].

В последнее время, после появления цикла работ [7–10], ситуация с оценкой величины эффекта про-

яснилась. В соответствии с результатами цитируемых работ, в узком угловом интервале выход дифрагированного излучения каналированных электронов может на несколько порядков превышать выход ПРИ. В случае справедливости этой оценки можно надеяться на создание нового интенсивного источника рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией, поскольку с практической точки зрения источник излучения на основе механизма ПРИ в совершенных кристаллах себя не оправдал [11]. Весьма интересным выглядит и утверждение авторов [6] о возможности интерференции механизмов излучения при каналировании и ПРИ. В этом случае при выполнении условий дифракции для фотонов, испущенных при переходе электрона из одного связанного состояния в другое, можно ожидать изменение соотношения амплитуд пиков в спектре излучения при каналировании. Поскольку интерференция когерентного тормозного излучения и излучения при каналировании наблюдалась экспериментально [12, 13], регистрация эффекта интерференции механизмов излучения при каналировании и ПРИ представляется интересной физической задачей. Исходя из вышеизложенного ясно, что экспериментальные исследования, направленные на верификацию теоретических предсказаний о величине и характеристиках ДИО, бесспорно важны и актуальны.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В соответствии с теоретическими предсказаниями [7–10] проявление обсуждаемого эффекта воз-

можно практически для любых углов наблюдения и, соответственно, значений энергии фотонов при выполнении условия  $\omega_B \leq \omega_{ch}$ , где  $\omega_{ch}$  — энергия фотонов излучения при каналировании, а  $\omega_B$  — брэгговская энергия для этого угла наблюдения. Однако характер и степень проявления эффекта кардинально зависят от соотношения этих энергий. Если брэгговская энергия близка к энергии любого пика в спектре излучения при каналировании, то в центре углового распределения ПРИ вместо минимума должен наблюдаться максимум, амплитуда которого в несколько десятков раз превышает выход ПРИ [10].

Если это условие не выполняется, то на угловом распределении ПРИ появляются узкие кольцеобразные структуры, состоящие из двух близко расположенных пиков с амплитудой, заметно превышающей выход ПРИ. Центр этих колец совпадает с центром углового распределения ПРИ, а их количество определяется числом пиков в спектре излучения при каналировании [7, 10]. В этом случае для энергии электронов  $E_0 > 20\text{--}30$  МэВ, спектр излучения при каналировании которых содержит несколько пиков, при измерении углового распределения или ориентационной зависимости (ОЗ) выхода излучения с помощью детектора с конечной угловой апертурой можно ожидать некоторого увеличения интенсивности для всех точек в угловом распределении или ориентационной зависимости выхода ПРИ.

Как отмечено во Введении, целенаправленный поиск обсуждаемого механизма излучения не проводился. Эксперимент [14] для энергии электронов 900 МэВ и угла наблюдения  $90^\circ$  ( $\omega_B \sim 7\text{--}20$  кэВ), где контролировалось наличие режима плоскостного и осевого каналирования, показал полное отсутствие влияния эффекта каналирования на спектр и угловое распределение ПРИ. По-видимому, это обусловлено большой разницей между характерной энергией излучения при каналировании ( $\omega_{ch} \sim 3\text{--}5$  МэВ) и брэгговской энергией [7]. В экспериментах по исследованию ПРИ выполнение режима каналирования обычно не контролируется, к тому же в них чаще всего используются кристаллы с толщиной, много большей длины деканалирования ( $\sim 2\text{--}10$  мкм для энергии электронов меньше 100 МэВ), необходимой для заметного проявления эффекта [7].

Однако анализ опубликованных экспериментальных данных показывает, что в нескольких экспериментах его проявление все-таки могло регистрироваться. В работе [15] сообщалось о двукратном превышении зарегистрированного выхода излучения из тонких кристаллов кремния и алмаза для угла наблюдения  $180^\circ$  по сравнению с предсказаниями кинематической теории ПРИ. Поскольку для строго брэгговской ориентации этот угол наблюдения соответствует нормальному падению электронов на плоскость кристалла, а кристалличе-

ские мишени обычно вырезаются и устанавливаются так, что их грани параллельны кристаллографическим плоскостям, не исключено, что ориентационные зависимости выхода ПРИ, полученные при вращении кристалла вокруг вертикальной оси, измерялись при выполнении условий каналирования в горизонтальной плоскости.

Для энергии электронов 30–87 МэВ и этого угла наблюдения выполняется условие  $\omega_{ch} \sim 20\text{--}100$  кэВ  $\gg \omega_B \sim 2\text{--}5$  кэВ, поэтому обсуждаемый эффект мог проявиться в увеличении интенсивности регистрируемого излучения, что и наблюдалось в цитируемой работе. Объяснение этого превышения за счет вклада динамических эффектов, свойственных отражению рентгеновского излучения в геометрии Брэгга, предложенное авторами цитируемой работы, представляется неправомерным, поскольку в других экспериментах, также выполненных в геометрии Брэгга [14, 16], значимого увеличения интенсивности ПРИ по сравнению с предсказаниями теории не наблюдалось.

В эксперименте [17] проведено измерение ОЗ выхода ПРИ для отражения (111) в кристалле кремния толщиной 17 мкм. Геометрия измерений была выбрана так, что ориентационные зависимости измерялись при движении электронов под малыми углами к плоскости (112). Результаты этого эксперимента интересны тем, что для  $E_0 = 15.7$  МэВ никаких отклонений от предсказаний кинематической теории ПРИ не наблюдалось. Для  $E_0 = 25.7$  МэВ, где энергия излучения при плоскостном (112) каналировании больше энергии фотонов первого порядка отражения для условий цитируемой работы (10–15 кэВ), зарегистрированный выход излучения во всех точках измеренной ориентационной зависимости оказался примерно на 30% больше, чем это предсказывает теория ПРИ.

Из проведенного анализа следует, что обсуждаемый эффект, скорее всего, существует, но для его уверенной идентификации измерения должны быть выполнены для тонкого кристалла и таких экспериментальных условий (энергии электронов и угла наблюдения), для которых брэгговская энергия близка к энергии хотя бы одного пика в спектре излучения при каналировании. С методической точки зрения наиболее привлекательным представляется диапазон значений энергии фотонов 20–40 кэВ. Из-за низкого поглощения фотонов этих энергий в воздухе эксперимент можно провести без вакуумирования фотонной трассы, а детектор отнести на большое расстояние от ускорителя для уменьшения фона. Этот же диапазон значений энергии наиболее интересен и с точки зрения возможных практических приложений, например, в медицине, где требуются источники монохроматического рентгеновского излучения с энергией фотонов порядка 20 и 30–40 кэВ для маммографии и ангиографии по краю полосы фотопоглощения йода и ксенона [18].

В кристаллах алмаза и кремния, наиболее часто используемых в экспериментах по исследованию генерации излучения при взаимодействии быстрых частиц с кристаллами, этот диапазон энергий фотонов соответствует каналированию электронов с  $E_0 = 20\text{--}30$  МэВ. Для достоверного выделения эффекта необходимо выполнить условие  $v_e \ll \psi_L$ , где  $v_e$  и  $\psi_L$  — расходимость электронного пучка на влете в кристалл и критический угол плоскостного каналирования ( $\psi_L \sim 2\text{--}3$  мрад в зависимости от энергии электронов и используемого кристалла) соответственно, и обеспечить возможность работы с тонкими кристаллами [7]. С точки зрения этих требований наиболее предпочтительным представляется проведение такого эксперимента на микротроне. Электронный пучок линейного ускорителя обладает слишком большой расходимостью и разбросом по энергии электронов  $\Delta E/E$ . Так, например, на ускорителе ЛУЭ-40 [17] в диапазоне энергий 15–25 МэВ  $v_e \sim 1$  мрад, а  $\Delta E/E \sim 0.5\text{--}1\%$ . На бетатроне очень сложно обеспечить однократное прохождение электронов через тонкую мишень [19]. Вывод пучка из бетатрона, как и параллельный перенос электронного пучка линейного ускорителя [20], требует резкого усложнения экспериментальной установки.

Поэтому эксперимент предполагается провести на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [21] с током  $\sim 3$  мА ( $\sim 10^{12}$  частиц за цикл ускорения), частотой 10 Пц, длительностью цикла излучения  $\tau \sim 8\text{--}10$  мкс и  $\Delta E/E \sim 0.2\%$ . Для размера пучка  $5 \times 5$  мм эмиттанс  $\sim 1$  мм · мрад обеспечивает расходимость электронного пучка  $v_e \sim 0.2$  мрад. Наличие выведенного электронного пучка, требуемый энергетический диапазон (14.6–67.4 МэВ) и возможность изменения энергии частиц позволяют надеяться на успешное выделение этого типа излучения на фоне ПРИ и ДТИ.

Исходя из условий простоты эксперимента, плоскость каналирования должна совпадать с горизонтальной, а плоскость, на которой происходит дифракция излучения при каналировании, развернута вокруг вертикальной оси на требуемый угол. Для регистрации искомого излучения предполагается использовать рентгеновские NaI-детекторы (как показывает практика, для энергии фотонов больше 20 кэВ их разрешения вполне достаточно, чтобы выделить ПРИ на непрерывном фоне) или кремниевый pin-детектор.

Для выделения искомого эффекта планируется провести измерения угловых распределений выхода рентгеновского излучения для нескольких порядков отражения. При выполнении условия  $\omega_{ch} \sim \omega_B$  для какого-нибудь порядка отражения и пика в спектре излучения при каналировании в центре углового распределения ПРИ для этого порядка отражения должен появиться узкий максимум с большой амплитудой. Из-за малой вероятности выполнения этого условия для других порядков отражения

для них может наблюдаться только некоторое изменение выхода излучения, а форма углового распределения будет совпадать с предсказаниями теории ПРИ.

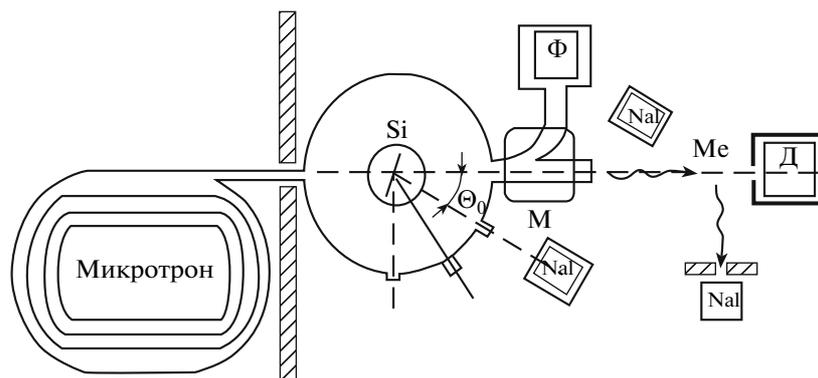
Контрольной проверкой будет проведение таких же измерений для другой энергии электронов. Все условия для генерации ПРИ и ДТИ изменятся достаточно слабо, тогда как совпадения значений энергии излучения при каналировании и дифрагированных фотонов, требуемого для проявления искомого эффекта, не будет. Поэтому форма углового распределения должна будет совпадать с предсказаниями кинематической теории ПРИ. Такую же информацию может дать и измерение спектров для нескольких порядков отражения. При наличии искомого эффекта должно измениться соотношение выходов излучения для разных порядков отражения.

Для наблюдения эффекта необходимо сориентировать плоскость кристалла вдоль направления электронного пучка, т.е. выйти на режим плоскостного каналирования. Методы ориентации кристаллов по выходу излучения при каналировании с помощью ионизационной камеры [22] или NaI(Tl) детектора в комптоновской геометрии [23], обычно используемые на ускорителях более высоких энергий, для электронов с энергией несколько десятков МэВ непригодны, поскольку характерная энергия излучения при каналировании таких частиц не превышает 50–100 кэВ.

Использование счетного режима работы детекторов, обычно применяемое на ускорителях низких и средних энергий [24] с коротким временем цикла ускорения, неэффективно, так как типичная длительность импульса с детектора излучения ( $\sim 1\text{--}6$  мкс) сопоставима с длительностью цикла ускорения (6–10 мкс). Поэтому для исключения наложенных ток ускорителя должен поддерживаться таким, чтобы за один цикл ускорения регистрировалось не более 0.2–0.4 импульсов [17].

Для получения статистической ошибки на уровне 5% при частоте ускорителя 10 Пц необходимо не менее 100–200 с для каждой ориентации кристалла. В процессе ориентации кристалла обычно измеряется несколько ОЗ с числом точек от 100 до 200. Другими словами, ориентация кристалла требует 10–20 ч непрерывной работы ускорителя. Ориентация по спектрам излучения требует увеличения временных затрат в несколько раз и поэтому также не может быть использована на этапе первоначальной ориентации кристалла. Следует отметить, что в процессе ориентации с использованием счетного режима работы детектора необходимо измерять токи на уровне  $10^3\text{--}10^5$  частиц за цикл ускорения, что представляет собой отдельную техническую задачу.

Традиционный метод ориентации кристалла с помощью тонкостенной и толстостенной ионизационных камер [22], где используется интегральный режим работы детекторов, для электронов



**Рис. 1.** Схема расположения экспериментальной аппаратуры: М – очистной магнит; Ф – цилиндр фарадея; Ме – металлическая пластина; Д – дозиметр; Si – кристалл кремния, установленный в гониометре.

средних энергий не пригоден вследствие низкой энергии фотонов излучения при каналировании. Поэтому для ориентации кристалла предлагается использовать рентгеновский NaI-детектор толщиной 1 мм, расположенный под углом  $90^\circ$  и регистрирующий изменение выхода характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из тонкой металлической мишени, установленной на пути  $\gamma$ -пучка, в зависимости от ориентации кристалла. Такой метод ориентации в счетном режиме использовался в условиях ускорительного зала Томского синхротрона для энергии электронов 500 МэВ и показал хорошую чувствительность [25]. Путем замены рассеивателя можно добиться оптимального соотношения сигнал/фон и выделить изменение интенсивности той или иной линии в спектре исследуемого излучения. Измерения предполагается проводить в токовом режиме включения детектора. Это позволит работать в обычном для ускорителя режиме и сократить время ориентации кристалла.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для проверки применимости предлагаемого метода ориентации кристалла для меньших значений энергии электронов и другого способа получения информации, чем в эксперименте [25], проведено моделирование зависимости интегрального отклика детектора, т.е. энергии, поглощенной в детекторе, от спектра анализируемого излучения, материала и толщины мишени.

Приведем основные шаги и приближения, использованные в процессе моделирования. На тонкую мишень, развернутую на угол  $45^\circ$  (рис. 1 и описание схемы эксперимента), падает тонкий параллельный пучок  $\gamma$ -излучения со спектром  $N(\omega)$ , полученный в процессе взаимодействия электронов с энергией  $E_0$  с кристаллом. Мишень разбита на слои толщиной  $\Delta t \ll l_{\text{погл}}$ , где  $l_{\text{погл}}$  – длина поглощения фотонов с энергией  $\omega_{\text{min}} = 10$  кэВ. Выбранное значение пороговой энергии обусловлено сильным поглоще-

нием фотонов с меньшей энергией в воздухе и в материале тормозной мишени. Спектр фотонов после  $i$ -го слоя определяется спектром падающего на него излучения и поглощением фотонов в нем:

$$N^i(\omega) = N^{i-1}(\omega)[1 - \sigma_{\text{tot}}(\omega)n\Delta t], \quad (1)$$

где  $n$  – концентрация атомов в мишени, а  $\sigma_{\text{tot}}(\omega)$  – сечение взаимодействия фотонов с энергией  $\omega$  с атомами мишени;

$$\sigma_{\text{tot}}(\omega) = \sigma_{\text{фот}}(\omega) + \sigma_{\text{комп}}(\omega) + \sigma_{\text{ког}}(\omega) + \sigma_{\text{пар}}(\omega), \quad (2)$$

где  $\sigma_{\text{фот}}(\omega)$ ,  $\sigma_{\text{комп}}(\omega)$ ,  $\sigma_{\text{ког}}(\omega)$  и  $\sigma_{\text{пар}}(\omega)$  – сечения процессов фотоэффекта, комптоновского и когерентного рассеяния и рождения электрон-позитронных пар соответственно. В расчете использовались значения сечений, приведенные в работе [26].

Предполагалось, что в детектор, расположенный в воздухе на расстоянии 1 м от мишени под углом  $90^\circ$  к направлению падения фотонного пучка на нее, попадают фотоны характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) после процесса фотопоглощения на  $K$ -оболочке и фотоны, испытывшие в мишени когерентное и некогерентное рассеяние. Для интересующих нас веществ фотоны  $L$ -серии не могут достичь детектора из-за поглощения в воздухе и в материале мишени. Из-за малых значений используемых нами толщин мишеней тормозное излучение вторичных заряженных частиц и рассеяние вторичных фотонов не учитывалось.

Число фотонов из  $i$ -ого слоя, вылетевших в направлении детектора,  $\Delta N^i(\omega')$  и их энергия  $\omega'$  определялись спектром фотонов, достигших этой глубины, процессами, приведшими к рождению этих фотонов, угловыми распределениями рассеянного излучения для каждого из учитываемых процессов, углами расположения детектора и коллимации излучения. Число фотонов, достигших детектора,  $\Delta N_{\text{Д}}^i(\omega')$  зависело от поглощения в материале мишени и воздухе на пути от точки рождения до детектора:

$$\Delta N_{\text{Д}}^i(\omega') = \Delta N^i(\omega') \exp[-\mu_1(\omega')t_1 + \mu_2(\omega')t_2], \quad (3)$$

где  $\mu_1(\omega')$  и  $\mu_2(\omega')$  – линейные коэффициенты поглощения фотонов с энергией  $\omega'$  в материале мишени и в воздухе, а  $t_1$  и  $t_2$  – длина пути в мишени и в воздухе соответственно.

Предполагалось, что распределение углов вылета фотонов ХРИ  $\frac{dN_{\text{фот}}(\omega')}{d\Omega}$  является изотропным, а величина сечения фотопоглощения на  $K$ -оболочке  $\sigma_{\text{фот}}^K(\omega) \sim 0.8\sigma_{\text{фот}}^{\text{tot}}(\omega)$  [27], где  $\sigma_{\text{фот}}^{\text{tot}}(\omega)$  – сечение фотопоглощения квантов с этой энергией [26]. Вероятности оже-эффекта, испускания фотонов  $K_{\alpha}$ - и  $K_{\beta}$ -линий после фотоэффекта на  $K$ -оболочке для каждого из интересующих нас веществ учитывались в соответствии с данными, приведенными в [28]:

$$\Delta N_{\text{фот}}^i(\omega', \omega) = \frac{W \Delta N^i(\omega) \sigma_{\text{фот}}^K(\omega)}{\sigma_{\text{tot}}(\omega)} \int_{\Delta\Omega} \frac{dN(\omega')}{d\Omega} d\Omega, \quad (4)$$

где  $W$  – вероятность испускания кванта ХРИ после фотоэффекта на  $K$ -оболочке,  $\Delta\Omega$  – телесный угол, перекрываемый коллиматором с углом коллимации излучения  $2^\circ$ ;

$\Delta N^i(\omega) = N^i(\omega) - N^{i-1}(\omega)$  – число фотонов первичного пучка, испытавших взаимодействие в  $i$ -м слое.

Для фотонов с энергией  $\omega$ , испытавших в мишени когерентное рассеяние и вылетевших в направлении на детектор с этой же энергией, можно записать:

$$\Delta N_{\text{кор}}^i(\omega) = \frac{Z \Delta N^i(\omega) \sigma_{\text{кор}}(\omega)}{\sigma_{\text{tot}}(\omega) \sigma_{\text{кор}}^{\text{calc}}} \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_{\text{кор}}}{d\Omega} d\Omega. \quad (5)$$

Здесь  $\frac{d\sigma_{\text{кор}}}{d\Omega}$  и  $\sigma_{\text{кор}}^{\text{calc}}$  – дифференциальное и полное сечения когерентного рассеяния на свободном электроном (сечение Томсона), а  $Z$  – атомный номер вещества мишени,

$$\frac{d\sigma_{\text{кор}}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta), \quad (6)$$

где  $r_e$  – классический радиус электрона, а  $\theta$  – угол рассеяния фотона.

Для фотонов с энергией  $\omega$ , испытавших в мишени комптоновское рассеяние и вылетевших в направлении детектора с энергией  $\omega'$ , можно записать:

$$\Delta N_{\text{комп}}^i(\omega', \omega) = \frac{Z \Delta N^i(\omega) \sigma_{\text{комп}}(\omega)}{\sigma_{\text{tot}}(\omega) \sigma_{\text{комп}}^{\text{calc}}} \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_{\text{комп}}(\omega)}{d\Omega} d\Omega. \quad (7)$$

Здесь  $\frac{d\sigma_{\text{комп}}(\omega)}{d\Omega}$  и  $\sigma_{\text{комп}}^{\text{calc}}(\omega)$  – дифференциальное и полное сечения комптоновского рассеяния на свободном электроном (сечение Клейна–Нишины–Тамма):

$$\frac{d\sigma_{\text{комп}}(\omega)}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left( \frac{\omega'}{\omega} \right)^2 \left( \frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - \sin^2 \theta \right), \quad (8)$$

где  $\omega'$  – энергия рассеянного фотона;

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + \omega(1 - \cos \theta)/m_e c^2}. \quad (9)$$

Так как угол коллимации рассеянного излучения мал, зависимость его энергии от угла вылета не учитывалась. С учетом введенных обозначений и сделанных допущений интегральный сигнал детектора NaI(Tl) для мишени толщиной  $T$  равен:

$$Y = \int_{\omega_{\min}}^{E_0} \omega' f_E(\omega') d\omega' \int_0^T dt \int_{\omega_{\min}}^{E_0} (\Delta N_{\text{кор, Д}}(\omega', t, \omega) + \Delta N_{\text{фот, Д}}(\omega', t, \omega) + \Delta N_{\text{комп, Д}}(\omega', t, \omega)) d\omega. \quad (10)$$

Здесь  $f_E(\omega')$  – энергетическая эффективность детектора

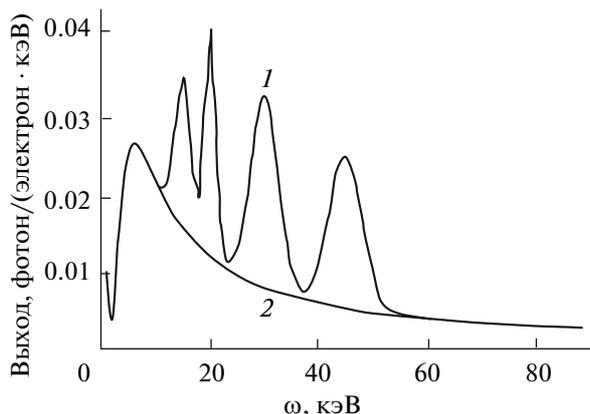
$$f_E(\omega') = f(\omega') \bar{E} / \omega',$$

где  $f(\omega')$  – эффективность детектора, а  $\bar{E}$  – средняя энергия, оставленная фотоном с энергией  $\omega'$  в детекторе. Зависимость этих величин для рентгеновского NaI(Tl)-детектора диаметром 40 мм и толщиной 1 мм от энергии фотонов была рассчитана с помощью метода Монте-Карло по методике, приведенной в [29].

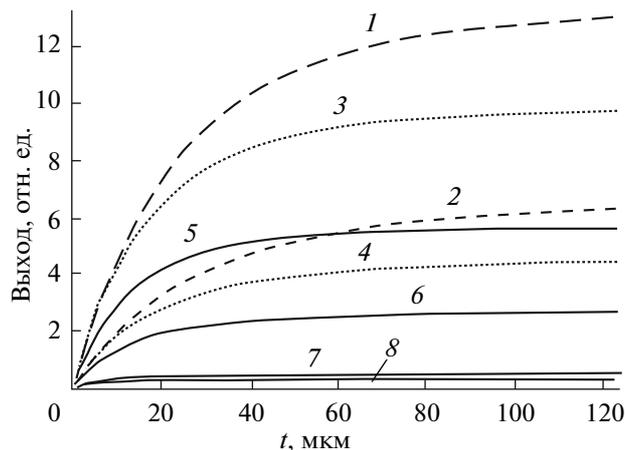
Для определения чувствительности предлагаемой методики ориентации кристаллов к спектру падающего на мишень излучения были использованы результаты эксперимента [20] по исследованию излучения при плоскостном (110) каналировании электронов с энергией 30 МэВ в кристалле кремния толщиной 15 мкм. На рис. 2 приведены начальные участки спектров излучения, использованных при моделировании. Модельный спектр излучения при каналировании (кривая 1) воспроизводит экспериментальный спектр [20] с погрешностью не более 30%. Тормозной спектр (кривая 2) рассчитан исходя из спектрально-углового распределения Шиффа [30] с учетом начальной расходимости пучка электронов, многократного рассеяния частиц в кристалле и угла коллимации излучения (0.5 мрад). Полное число фотонов в спектре излучения при каналировании на 25–30% выше, чем в спектре тормозного излучения из разориентированного кристалла.

В соответствии с результатами расчета основной вклад в выход регистрируемого излучения дает процесс фотопоглощения квантов первичного пучка в мишени. Вклад фотонов, испытавших в мишени когерентное и некогерентное рассеяние, для всех мишеней не превышал долей процента, что обусловлено как малым значением сечения и толщин мишеней, так и низкой эффективностью детектора такой толщины для энергии фотонов  $\omega > 100$  кэВ.

Расчет выполнен для мишеней из свинца, олова, серебра, молибдена, ниобия и меди, т.е. тех распространенных металлов, из которых можно изготовить тонкие фольги. На рис. 3 приведена зависимость интегрального сигнала с детектора NaI(Tl) от толщины мишени для нескольких материалов и разных спектров излучения. Нечетные кривые соответствуют регистрации излучения при каналировании, а четные – тормозного излучения. Как вид-



**Рис. 2.** Спектры излучения электронов с  $E_0 = 30$  МэВ в кристалле кремния для условий эксперимента [20]: 1 – излучение при плоскостном (110)-каналировании; 2 – тормозное излучение.



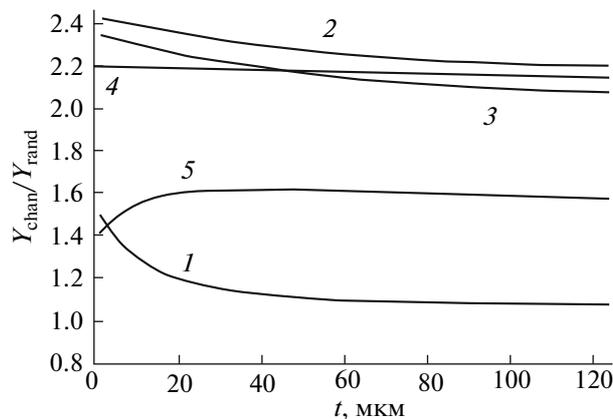
**Рис. 3.** Зависимость отклика детектора рассеянного излучения от спектра излучения, падающего на мишень, ее материала и толщины: 1 и 2 – олово; 3 и 4 – серебро; 5 и 6 – ниобий; 7 и 8 – медь.

но из рисунка, вещества с большим  $Z$  обеспечивают больший отклик из-за большей энергии фотонов ХРИ и меньшей вероятности испускания оже-электронов. В то же время различие величины отклика для спектров каналированного и тормозного излучений, наиболее важное с точки зрения эффективности развиваемого метода ориентации кристаллов, максимально для веществ со средним  $Z$  (олово, серебро, рис. 4). Следует отметить, что регистрируемое излучение практически выходит на насыщение для толщин мишеней 40–80 мкм, что обусловлено большим сечением фотопоглощения в области значений энергии 15–50 кэВ и поглощением фотонов ХРИ в материале мишени.

На рис. 4 приведена зависимость отношения выходов регистрируемого излучения для спектров каналированного и тормозного излучений и мишеней из свинца, олова, серебра, ниобия и меди, соответственно кривые 1–5. Из рисунка видно, что лучшими мишенями для реализации предлагаемого метода ориентации кристаллов по интегральному выходу рассеянного излучения являются серебро и олово. Вещества с малым  $Z$  (медь) проигрывают из-за меньшей величины превышения и малой величины отклика (рис. 3), что приводит к увеличению доли фона. Вещества с большим  $Z$  (свинец), несмотря на большую величину отклика, также не подходят. Из-за большой энергии порога фотопоглощения на  $K$ -оболочке (~88 кэВ), превышающей спектральную область излучения при каналировании (рис. 2), выход фотонов ХРИ с  $K$ -оболочки не зависит от ориентации кристалла. Разница в выходе рассеянного излучения для этой мишени и когерентного и некогерентного спектров излучения обусловлена фотопоглощением на  $L$ -оболочке. Для мишеней оптимальной толщины отношение регистрируемых выходов рассеянного излучения для

анализируемых спектров ~2.2 существенно выше, чем отношение числа фотонов в этих спектрах ~1.3.

Достаточно высокая чувствительность предлагаемого метода и пороговый характер зависимости сечения фотопоглощения от энергии фотонов позволяют проверить существование интерференции механизмов ПРИ и излучения при каналировании в случае выполнения условий дифракции для фотонов того или иного пика в спектре излучения [6], без спектральных измерений. Возьмем для определенности кристалл кремния с ориентацией  $\langle 111 \rangle$  и электроны с энергией 30 МэВ. Плоскость (110) совпадает с горизонтальной плоскостью, а (112) – с вертикальной. В соответствии с [20] (рис. 2) в спектре излучения при (110)-плоскостном каналировании в этих условиях наблюдаются четыре ярко выраженных пика с энергией 45, 29.2, 19.7 и 13.6 кэВ.



**Рис. 4.** Зависимость отношения отклика детектора к излучению разного спектрального состава от материала и толщины металлической мишени: 1 – свинец; 2 – олово; 3 – серебро; 4 – ниобий; 5 – медь.

Для ориентации  $\langle 111 \rangle$  и выбранной геометрии расположения плоскостей кристалла наиболее сильное отражение должно наблюдаться на плоскости (112) (отражение 224) и двух плоскостях типа (110) (отражение 220), развернутых относительно вертикальной плоскости на углы  $\pm 30^\circ$  [5]. Если искомый эффект существует, то в спектрах излучения при плоскостном (110)-каналировании должны наблюдаться особенности для углов разориентации оси кристалла вдоль плоскости (110):  $\Theta = 82.9$  и  $124.6$  мрад ( $\omega = 45$  кэВ),  $\Theta = 127.9$  и  $192.2$  мрад ( $\omega = 29.2$  кэВ),  $\Theta = 192$  и  $287.8$  мрад ( $\omega = 19.7$  кэВ),  $\Theta = 277$  и  $424.6$  мрад ( $\omega = 13.6$  кэВ). Первое значение угла разориентации соответствует выполнению брэгговского условия для фотонов на плоскостях (110), а второе – на плоскости (112). Другими словами, в случае интерференции этих механизмов излучения в процессе измерения ориентационной зависимости выхода рассеянного излучения вдоль плоскости (110) на этих углах разориентации оси выход регистрируемого излучения должен изменяться.

Порог фотопоглощения на  $K$ -оболочке для олова – 29.2 кэВ, для серебра – 25.51 кэВ, для ниобия – 18.99 кэВ, а для меди – 8.98 кэВ, поэтому при измерении ориентационных зависимостей с использованием тонких фольг из этих материалов изменение спектров, обусловленное выполнением условия дифракции, будет проявляться неодинаково. Например, тонкая мишень из ниобия должна обладать наибольшей чувствительностью к изменению интенсивности пика с  $\omega = 19.7$  кэВ, тогда как для мишеней из олова или серебра изменение интенсивности этого пика не скажется на выходе регистрируемого излучения.

С увеличением толщины кристалла и угла коллимации излучения соотношение интенсивностей каналированной и тормозной компонент излучения уменьшается. Тем не менее, для толщины кристалла 0.2 мм и того же угла коллимации (0.5 мрад) при условии, что каналирование происходит только в приповерхностном слое кристалла толщиной меньше 0.015 мм, отношение выходов регистрируемого излучения для спектра излучения при каналировании и тормозного излучения остается  $\sim 1.1$ . С учетом эффекта объемного захвата электронов в режим плоскостного каналирования в глубине кристалла [31] это соотношение должно быть несколько лучше, что позволяет надеяться на успешную регистрацию обсуждаемого эффекта при увеличении толщины кристалла или угла коллимации излучения.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

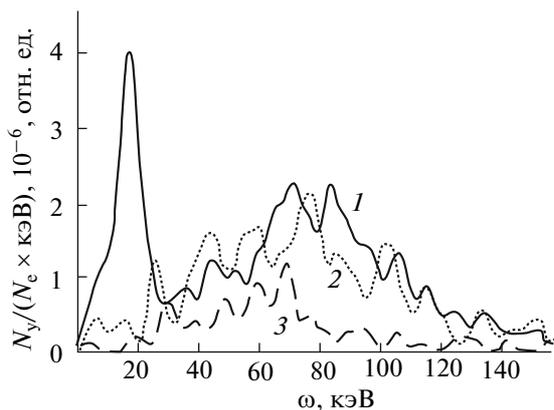
Схема предполагаемого эксперимента приведена на рис. 1. Электроны с пятой или шестой орбиты микротрона ( $E_0 = 25.2$  или 30 МэВ) выводятся в камеру рассеяния, где расположен трехосевой гониометр с установленным на нем кристаллом и есть не-

сколько окон для вывода излучения. Рабочий диапазон углов вращения кристалла вокруг вертикальной и горизонтальной осей  $\Theta_v$  и  $\Theta_h - \pm 45^\circ$  и  $\pm 8^\circ$  соответственно. Шаг вращения –  $0.01^\circ$ . Диапазон углов вращения вокруг оси электронного пучка  $\varphi - \pm 5^\circ$  с шагом  $0.04^\circ$ . Для вращения гониометра используется предложенная в [32] схема управления шаговыми двигателями через LPT-порт компьютера, позволяющая осуществить автоматический переход двигателей на ток удержания при отсутствии вращения, что целесообразно с точки зрения работы гониометра в вакууме, где из-за возможного ухудшения вакуума нагрев двигателей недопустим.

Выведенный электронный пучок измеряется магнитоиндукционным датчиком в режиме большого тока, либо монитором вторичной эмиссии в режиме спектральных измерений. Прошедшие через кристалл электроны направляются в “могильник” очистным магнитом. Там же может быть установлен цилиндр Фарадея для калибровки датчика вторичной эмиссии. Основная проблема, которую предстоит решить, состоит в том, что до последнего времени ускоритель использовался для проведения исследований сечений ядерных реакций, где нет необходимости в точном измерении тока в каждом цикле ускорения, и отсутствуют датчики для измерения малых токов. Эта часть аппаратуры в настоящее время разрабатывается и частично настраивается.

Основной задачей первого этапа измерений была проверка развиваемого метода ориентации кристаллов на ускорителях средних энергий с коротким циклом ускорения по интегральному выходу рассеянного излучения из мишени, установленной на пути пучка  $\gamma$ -излучения из кристалла. Из-за отсутствия камеры рассеяния эксперимент выполнен на воздухе и без поворота прошедших через кристалл электронов. Пучок электронов с энергией 30 МэВ из микротрона проходил через титановую фольгу выходного фланца микротрона толщиной 0.05 мм, падал на установленный в гониометре кристалл кремния, находящийся на расстоянии  $\sim 10$ –15 см от выходного фланца, и рассеивался в воздухе. Наличие фольги и слоя воздуха перед кристаллом увеличило расходимость пучка с  $v_e \sim 0.2$  до  $\sim 20$  мрад.

Тормозное излучение, рожденное в титановой фольге и кристалле, проходило через металлическую фольгу и регистрировалось дозиметром (Д). В эксперименте использовался кристалл кремния диаметром 40 мм и толщиной 0.23 мм. Ось  $\langle 111 \rangle$  совпадала с нормалью к поверхности мишени с точностью не хуже долей градуса. Первоначально кристалл устанавливался перпендикулярно направлению электронного пучка с погрешностью не более пяти–семи градусов, причем плоскость (110) была расположена горизонтально с погрешностью на уровне четырех–шести градусов. Рассеянное в мишени (Me) излучение регистрировалось рентгеновским NaI(Tl)-спектрометром диаметром 40 мм и



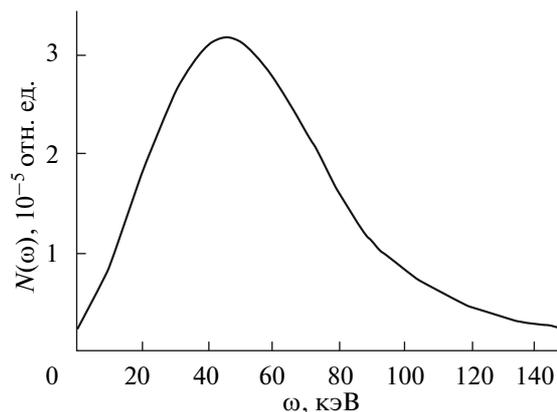
**Рис. 5.** Спектры излучения для мишени из ниобия: 1 – спектр с мишенью, 2 – спектр без мишени, 3 – трасса рассеянного излучения перекрыта свинцом толщиной 1 мм.

толщиной 1 мм, расположенным под углом 90° к направлению фотонного пучка. Для подавления фона использовалась свинцовая защита спектрометра с толщиной стенок 15 см. Расстояние от мишени до рабочего объема детектора ~80 см.

В эксперименте исследовалась зависимость показаний рентгеновского NaI(Tl)-детектора, регистрирующего рассеянное  $\gamma$ -излучение из тонкой металлической мишени, от материала мишени и ориентации кристалла. На рис. 5 приведены сглаженные спектры излучения для мишени из ниобия с размерами 80 × 150 мм и толщиной 0.4 мм, измеренные детектором за одинаковое время (5 мин). Для выхода на режим спектральных измерений ток ускорителя снижался с 5 мА (мощность дозы ~20 Зв/ч) до ~0.5 мкА (мощность дозы ~2–3 мкЗв/ч), что обеспечило загрузку детектора ~1 Гц при частоте ускорителя 10 Гц.

Из рисунка видно, что наряду с пиком ХРИ ниобия ( $\omega \approx 16.6$  кэВ) присутствует излучение с энергией  $\omega \sim 70$ –100 кэВ, причем выход этого излучения с мишенью и без мишени оказался примерно одинаков. Наличие “ложных” пиков в спектрах обусловлено низкой статистикой (полное число событий ~300–400). Перекрытие пути рассеянного излучения свинцовой пластиной толщиной 1 мм добавило фотоны ХРИ свинца с  $\omega \sim 70$  кэВ (зависимость 3) и практически полностью “срезало” это излучение, т.е. оно идет непосредственно с участка трассы тормозного пучка, “просматриваемого” детектором.

Наиболее вероятно, что появление таких амплитуд в спектре регистрируемого излучения обусловлено когерентным и некогерентным рассеянием фотонов пучка  $\gamma$ -излучения из кристалла и титановой фольги в слое воздуха, просматриваемом детектором. Для расстояния от кристалла до мишени 2 м и мишеней (титан и кремний), установленных на пути электронного пучка микротрона, поперечный размер пучка  $\gamma$ -излучения в месте расположения



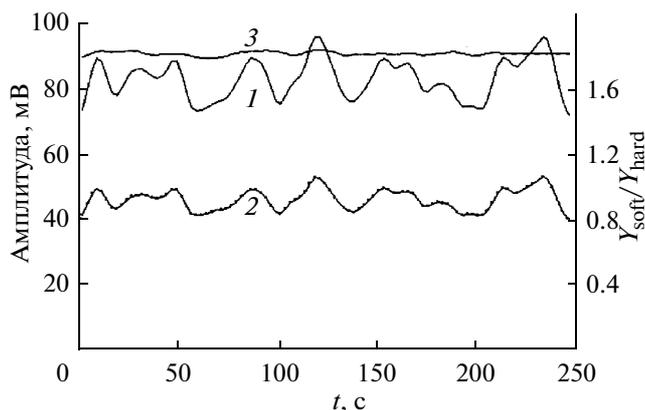
**Рис. 6.** Модельный спектр излучения, попадающего в детектор при рассеянии тормозного излучения в воздухе.

мишени порядка 40 см. Продольный размер области, откуда рассеянное излучение может попасть в детектор, также несколько десятков сантиметров, т.е. значительно больше, чем рабочая область металлической мишени. Поэтому вклад рассеянных комптоновских фотонов достаточно велик.

Для проверки этого предположения было проведено моделирование спектра излучения, регистрируемого детектором рассеянного излучения, при прохождении пучка  $\gamma$ -излучения из кристалла кремния в воздухе в условиях описываемого эксперимента. Угол коллимации пучка тормозного излучения 100 мрад. Использовалась та же самая методика и условия моделирования, как и в предыдущем разделе. Сглаженный спектр, полученный в результате моделирования, приведен на рис. 6.

Из рисунка видно, что форма спектра рассеянного излучения, полученного в результате моделирования, достаточно близка к форме экспериментального спектра, т.е. это пик с максимумом в районе 50–60 кэВ. Спад в области низких значений энергии обусловлен поглощением излучения в тормозных мишенях и воздухе, а в области жестких фотонов связан с уменьшением эффективности тонкого NaI(Tl)-детектора с ростом энергии фотонов. Полного совпадения нет.

Поскольку нас интересовала только физическая природа регистрируемого излучения, то в процессе моделирования не учитывался разлет фотонов пучка тормозного излучения, а предполагалось, что фотонный пучок, не имеющий линейных размеров, рассеивается в воздухе. Учет этих факторов должен привести к увеличению эффективной толщины детектора и, следовательно, к увеличению эффективности регистрации жестких фотонов, т.е. сдвигу максимума модельного спектра в область больших значений энергии. К тому же, следует отметить, что из-за малой статистики форма экспериментального спектра определена не достаточно точно.

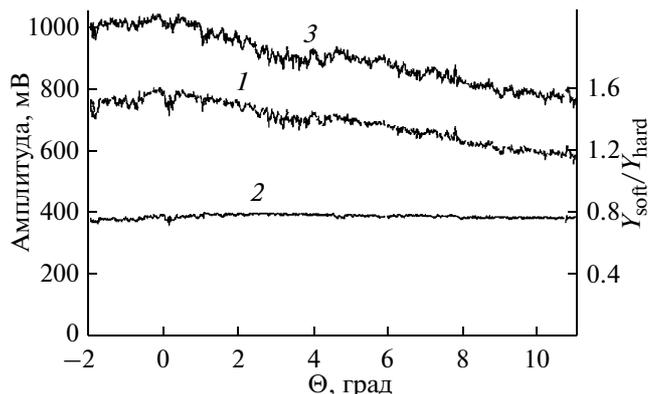


**Рис. 7.** Зависимость амплитуды сигналов с рентгеновского и “фонового” детекторов от времени и их отношение: 1 — показания детектора рассеянного излучения; 2 — показания детектора “фонового” излучения; 3 — отношение показаний детекторов.

Можно надеяться, что использование достаточно простых мер, например, “разнесенного” коллиматора, уменьшит область “просматриваемого” детектором участка воздуха и увеличит долю фотонов ХРИ.

Как отмечено выше, спектрометрический и счетный режимы работы детектирующей аппаратуры не могут использоваться для ориентации кристалла, в первую очередь, из-за больших временных затрат. С увеличением тока число фотонов, попадающих в детектор, резко возрастает, и на выходе детектора наблюдается широкий импульс, обусловленный наложением сигналов от разных фотонов и их интегрированием на выходном сопротивлении. Для обеспечения интегрального режима сбора информации с детектора было разработано устройство, синхронизированное с циклом ускорения и интегрирующее этот сигнал [33]. После окончания цикла ускорения сигнал с интегратора измерялся АЦП, выполненным в стандарте КАМАК.

Измерения показали, что ток микротрона неконтролируемо меняется в пределах 20–30%. Поскольку ожидаемое изменение выхода излучения в зависимости от ориентации кристалла такого же порядка, необходимо измерять ток во время каждого цикла ускорения с погрешностью не больше 1%. Для этого использовался детектор NaI(Tl) большого размера, также включенный в интегральном режиме и регистрирующий обратно рассеянное излучение из “могильника”, куда направлялось рожденное в кристалле тормозное излучение. Известно, что мягкая компонента первичного пучка поглощается в “могильнике” за счет фотоэффекта, а обратно рассеянное излучение в основном формируется за счет комптоновского рассеяния фотонов с энергией больше нескольких МэВ и тормозного излучения рассеянных электронов и позитронов, образовавшихся в могильнике вследствие процесса рож-



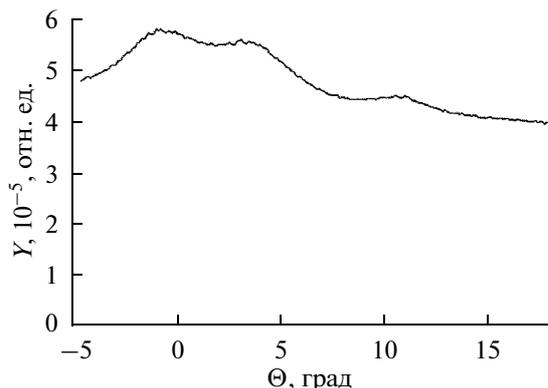
**Рис. 8.** Ориентационная зависимость выхода излучения для энергии электронов 30 МэВ и кристалла кремния: 1 — показания детектора рассеянного излучения; 2 — показания детектора “фонового” излучения; 3 — отношение показаний детекторов.

дения пар [34]. Поэтому для энергии электронов  $E_0 = 30$  МэВ полная энергия этого излучения не должна сильно зависеть от ориентации кристалла.

На рис. 7 приведена зависимость амплитуд сигналов, зарегистрированных каждым детектором, и их отношение для неизменной ориентации кристалла. Из рисунка видно, что спонтанные колебания тока ускорителя приводят к изменению амплитуд регистрируемых сигналов на 30–40%, тогда как изменение отношения амплитуд не превышает  $\pm 1\%$ . Исходя из ожидаемого выхода ПРИ  $\sim 10^{-8}$ – $10^{-7}$  фотон/электрон, в процессе измерений угловых распределений и ориентационных зависимостей выхода ПРИ может быть использован этот же способ измерения тока микротрона. Для измерений спектров излучения при каналировании его чувствительности будет уже недостаточно.

Разработанный комплекс экспериментальной аппаратуры позволил провести измерения ориентационной зависимости выхода рассеянного излучения от ориентации кристалла. На рис. 8 приведена ОЗ, измеренная с шагом  $0.02^\circ$ . На пути излучения установлена мишень из олова размерами  $80 \times 15$  мм и толщиной 60 мкм. Каждая точка ОЗ соответствует 20 циклам ускорения (2 с). Полное число точек — 1000, время измерения — 37 мин. Такое же число точек с измерением счета фотонов или спектров излучения и статистической ошибкой на уровне 5% заняло бы около 100 ч.

Из рисунка видно, что при изменении угла поворота кристалла выход рассеянного излучения плавно возрастает, достигает максимума и затем начинает спадать, причем не плавно. Можно заметить появление второго пика для угла разориентации  $\sim 4^\circ$ . Как показано выше (рис. 7) погрешность измерения отношения выходов мягких и жестких фотонов не превышает 1–2%, поэтому этот максимум статистически достоверен. Однако ожидаемые узкие пи-



**Рис. 9.** Модельная ориентационная зависимость показаний детектора, обусловленная механизмом рассеяния на воздухе КТИ электронов с  $E_0 = 30$  МэВ из кристалла кремния для угла разориентации оси  $\langle 111 \rangle$   $\Theta_h = 6.5^\circ$  и азимутального угла разворота плоскости  $(110)$   $\varphi = 5^\circ$ .

ки, связанные с излучением при плоскостном каналировании электронов в кремнии, отсутствуют. Наиболее вероятно, что отсутствие этих пиков обусловлено двумя причинами. Во-первых, из-за наличия фольги на выходном фланце и слоя воздуха перед кристаллом расходимость электронного пучка  $\varphi_c \sim 20$  мрад значительно больше угла плоскостного каналирования  $\varphi_c \sim 1$  мрад. Во-вторых, большим вкладом фотонов, рассеянных на воздухе. Как уже отмечалось при обсуждении результатов измерений спектров рассеянного излучения, размеры “просматриваемого” детектором участка трассы пучка излучения намного больше размеров металлической мишени, поэтому вклад фотонов ХРИ, с которым связана ожидаемая регистрация излучения при каналировании, мал.

Зарегистрированная зависимость показаний детектора от ориентации кристалла обусловлена увеличением выхода фотонов когерентного тормозного излучения (КТИ) [35] при уменьшении угла между направлениями кристаллографической оси и пучка электронов. Для энергии электронов  $E_0 = 30$  МэВ в зависимости от угла между импульсом электрона и кристаллографическими плоскостями энергия фотонов КТИ может меняться от нескольких сотен кэВ до единиц МэВ, т.е. находится в том диапазоне значений энергии, для которого сечение комптоновского рассеяния достаточно велико. Для подтверждения вышесказанного на рис. 9 приведена модельная ориентационная зависимость, рассчитанная по той же методике, что и при моделировании зависимости отклика детектора от толщины металлической мишени, для рассеяния пучка фотонов КТИ в воздухе от ориентации кристалла. Расчет спектров КТИ выполнен по методике работы [36] для угла разориентации оси  $\langle 111 \rangle$   $\Theta_h = 6.5^\circ$  и азимутального угла разворота плоскости  $(110)$   $\varphi = 5^\circ$ .

Из рисунка видно, что модельная ориентационная зависимость имеет приблизительно такую же форму, как и экспериментальная. Можно выделить два широких пика, один из которых выше другого. Как и в случае с моделированием спектра рассеянного излучения, здесь нет полного согласия экспериментальной и расчетной зависимостей, поскольку нас интересовала только физическая природа наблюдаемых ОЗ. Тем не менее, как уже отмечалось выше, при использовании достаточно простых мер вклад воздуха в показания детектора можно уменьшить как минимум на порядок. В этом случае можно будет уверенно регистрировать пики, связанные с излучением при каналировании.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие необходимого минимума требуемой аппаратуры, проведенные оценки и тестовые измерения позволяют надеяться на успешное выполнение предлагаемых исследований после изготовления и установки подключенной к вакуумной системе ускорителя камеры рассеяния. На первом этапе будет окончательно проверен предлагаемый метод ориентации кристалла по выходу рассеянного излучения, проведен поиск влияния выполнений условий дифракции на выход излучения при каналировании и выполнено измерение угловых и ориентационных зависимостей выхода параметрического рентгеновского излучения при выполнении условий каналирования.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-17648) и программы внутренних грантов БелГУ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. // ДАН СССР. 1976. Т. 231. № 6. С. 1335.
2. Baryshevsky V.G., Dubovskaya I.Ya. // Phys. Status Solidi. В. 1977. V. 82. P. 403.
3. Барышевский В.Г., Градовский О.Т., Дубовская И.Я. // Вестн. АН БССР. Сер. физ.-мат. наук. 1987. № 6. С. 77.
4. Воробьев С.А., Калинин Б.Н., Пак С., Потылицын А.П. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 3.
5. Алейник А.Н., Балдин А.Н., Богомазова Е.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С. 447.
6. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. // Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. М.: ВИНТИ, 1991. Т. 4. С. 129.
7. Богданов О.В., Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 684.
8. Ikeda T., Matsuda Y., Nitta H., Ohtsuki Y.H. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. В. 1996. V. 115. P. 380.
9. Matsuda Y., Ikeda T., Nitta H., Ohtsuki Y.H. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. В. 1996. V. 115. P. 396.
10. Yabuki R., Nitta H., Ikeda T., Ohtsuki Y.H. // Phys. Rev. В. 2001. V. 63. P. 174112.

11. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Шатохин Р.А. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. С. 87.
12. Andersen J.U., Laesgaard E. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1988. V. 33. P. 11.
13. Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 587.
14. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Каратаева Е.А. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. 2006. № 4. С. 72.
15. Freudenberger J., Genz H., Morokhovskii V.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 270.
16. Sones B., Danon Y., Block R.C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2005. V. 227. P. 22.
17. Chchagin A. V., Pristupa V. I., Khizhnyak N. A. // Phys. Lett. A. 1990. V. 148. P. 485.
18. Arfelli F. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2000. V. 454. P. 11.
19. Kaplin V.V., Uglov S.R., Bulaev O.F. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2001. V. 173. P. 3.
20. Gary C.K., Fisher A.S., Pantell R.H. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. P. 7.
21. Shvedunov V.I., Ermakov A.N., Karev A.I. et al. // Proc. Particle Accelerator Conf. Chicago, 2001. P. 2596.
22. Lackey D., Scwitters R.F. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1970. V. 81. P. 164.
23. Калинин Б.Н., Коновалова Е.И., Плешков Г.А. и др. // ПТЭ. 1985. № 3. С. 31.
24. Berman B.L // Electron-Photon Interaction in Dense Media. NATO Sci. Ser. II Math., Phys., Chem. Wiedemann H. Ed. Kluwer Acad. Publ. The Netherlands: 2002. V. 49. P. 7.
25. Балдин А.Н., Внуков И.Е., Нецаенко Д.А., Шатохин Р.А. // Вестн. Харьк. нац. ун-та. 2006. Т. 744. Сер. Физ. Ядра, частицы, поля. Вып. 3(31). С. 51.
26. Berger M.J., Hubbell J.H. Stand. Rep. NBSIR-87 // <http://physics.nist.gov/XCOM>
27. Черняев А.П. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. М.: Физматлит, 2004. 152 с.
28. Физические величины: Справочник. / Ред. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
29. Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 186 с.
30. Schiff L.I. // Phys. Rev. 1951. V. 83. P. 252.
31. Амосов К.Ю., Андреяшкин М.Ю., Внуков И.Е. и др. // Изв. вузов. Физика. 1991. Т. 34. № 6. С. 70.
32. Шатохин Р.А. // Схемотехника. 2007. № 6. С. 45.
33. Бакланов Д.А., Внуков И.Е., Гришин В.К. и др. // Препринт МГУ № 2008-1/837, 14с.
34. Внуков И.Е., Воробьев С.А., Лобанов О.Ю. и др. // Изв. вузов. Физика. 1991. Т. 34. № 6. С. 106.
35. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН Арм ССР, 1969. 459 с.
36. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Потылицын А.П. // Изв. вузов. Физика. 1991. Т. 34. № 6. С. 21.

## The Proposal of the Experiment on Research and Investigation of Diffracted Channeling Radiation

**D. A. Baklanov, I. E. Vnukov, V. K. Grishin, A. N. Ermakov,  
Yu. V. Zhandarmov, and R. A. Shatokhin**

The possibility of experimental observation of the diffracted electron channeling radiation is discussed. A new method of crystal alignment to the radiation yield under channeling on the electron accelerators of the average energy with the short spill (microtrone, linear accelerator) according to the integral characteristics of the soft radiation yield from a thin metal targets is proposed. It provides the ten times reduction of time spending on the crystal orientation. The main part of necessary experimental equipment is prepared on the MSU microtrone and test measurements are taken. It allows in the near future time to carry out the planned experimental investigations.