

УДК 537.533.7

А.П.ПОТЪЛИЦЫН

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

В статье представлены основные результаты исследований характеристик излучения ультрарелятивистских электронов при их взаимодействии с кристаллами, полученные в экспериментах на синхротроне «СИРИУС», за более чем 30-летний период.

Введение

Начиная с открытия В.К.Рентгеном так называемых X-лучей (тормозного излучения кэВ-электронов) более 100 лет назад исследование характеристик электромагнитного излучения ускоренных электронов во внешних полях остается задачей, не потерявшей своей актуальности и сегодня. Это вызвано как возможностью использования пучка электромагнитного излучения для изучения самых разнообразных объектов и процессов, так и возможностью определения характеристик пучка электронов по его излучению (диагностика).

По мере увеличения энергии электронов диапазон достижимых энергий фотонов также возрастает. Так например, пучок электронов с энергией $E \sim 1$ ГэВ может генерировать электромагнитное излучение с энергией от ~ 1 эВ (световой диапазон) до жесткого тормозного излучения ($\sim 10^8$ эВ) в зависимости от вида внешнего поля.

До 60-х годов традиционным источником жесткого γ -излучения являлся процесс тормозного излучения (ТИ), хорошо изученный как теоретически, так и экспериментально.

В пионерских работах Г.Юбералла [1,2] было показано, что спектр тормозного излучения ГэВ-электронов в кристаллах имеет пикообразную структуру, причем положение пиков в спектре определяется ориентацией кристалла и может достигать значений $\omega \sim 0,5E_0$ (E_0 – энергия начального электрона). Этот вывод был достаточно неожиданным, поскольку считалось, что кристаллическая структура может оказывать влияние на формирование излучения только до МэВ-диапазона.

Впоследствии, процесс тормозного излучения электронов в ориентированных кристаллах получил название когерентного тормозного излучения (КТИ), экспериментальные исследования которого, начатые в 60-х годах, положили начало целому направлению в физике электромагнитных взаимодействий ультрарелятивистских электронов с конденсированными средами, в том числе с кристаллами.

Ученые НИИЯФ ТПИ внесли достойный вклад в развитие этого направления.

1. Когерентное тормозное излучение

Для качественного описания процесса КТИ воспользуемся понятием длины формирования, введенным М.Л.Тер-Микаеляном [3]. Если электрон с энергией E_0 излучает фотон с энергией ω (и приобретает энергию $E_f = E_0 - \omega$), то длина формирования определяется следующим образом:

$$\ell_f = 4\pi\gamma\lambda_e \frac{E_f}{\omega} = 4\pi\gamma\lambda_e \frac{E_0 - \omega}{\omega}. \quad (1)$$

Здесь λ_e – комптоновская длина волны электрона; γ – лоренц-фактор ($\gamma = E_0/mc^2$). Как следует из (1) для $\omega \gg E_0$

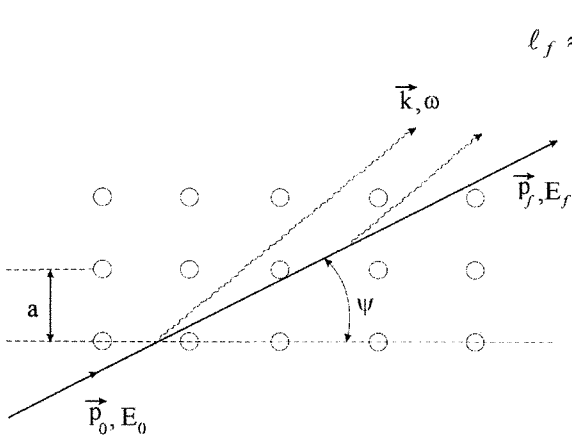


Рис. 1

$$\ell_f \approx 4\pi\gamma^2\lambda_e \frac{mc^2}{\omega}. \quad (2)$$

На рис. 1. схематически показана траектория ультрарелятивистского электрона в монокристаллической мишени. Если электрон пересекает кристаллографические цепочки под углом φ , то, следовательно, расстояние между двумя последовательными столкновениями с цепочками равно $a/\sin\varphi$ (a – постоянная решетки). В процессе столкновений излучаются фотоны тормозного излучения, которые могут конструктивно интерферировать, если выполняется условие резонанса:

$$\frac{a}{\sin\varphi} = \ell_f, \quad (3)$$

т.е. в случае равенства периода структуры длине формирования.

После подстановки в (3) выражения (1) имеем характерную зависимость энергии фотонов КТИ от ориентации кристалла и энергии электрона:

$$x = \frac{\omega}{E_0} = \left(1 + \frac{a}{4\pi\gamma\lambda_e \sin\varphi}\right)^{-1}. \quad (4)$$

Для большинства кристаллов $a/\lambda_e \sim 10^3$, следовательно, для $\gamma = 10^3$ углы ориентации должны выбираться в пределах $\varphi \leq 10^{-2}$, чтобы получить пучок фотонов КТИ с энергией $\omega \leq 0,5E_0$.

В отличие от обычного тормозного излучения, где в силу азимутальной симметрии процесса пучок фотонов в целом неполяризован, в процессе КТИ азимутальная симметрия сильно нарушена (имеется выделенная плоскость). Как было показано Юбераллом [2], пучок КТИ обладает значительной линейной поляризацией. К началу 60-х годов надежные методики получения поляризованных фотонных пучков высокой энергии отсутствовали, поэтому исследованию процесса КТИ уделялось большое внимание во многих ускорительных центрах.

Соотношения (2), (4) иллюстрируют отличие процесса КТИ от широко известного процесса рассеяния кристаллической решеткой рентгеновского излучения. В последнем случае энергия рассеянных фотонов не превышает 1 МэВ, тогда как в процессе КТИ может генерироваться излучение с энергией на несколько порядков выше (в зависимости от энергии начального электрона).

В 1960-х годах по инициативе В.М.Кузнецова учеными НИИЯФ ТПУ (тогда ТПИ) параллельно с завершением работ по запуску электронного синхротрона «Сириус» были начаты работы по созданию аппаратуры для исследования когерентного тормозного излучения (КТИ) и по получению эксплуатационного пучка КТИ для экспериментов по физике элементарных частиц.

В 1968 г. был разработан, изготовлен и размещен в прямолинейном промежутке синхротрона «Сириус» вакуумный гониометр [4]. В это же время под руководством Б.Н.Калинина был спроектирован и изготовлен парный магнитный γ -спектрометр с разрешением $\Delta\omega/\omega \sim 2\%$ [5].

Следует отметить, что впервые в результате подобных работ, проводимых на синхротроне Фраскати (Италия), удалось получить линейно поляризованный пучок КТИ [6] в 1962 г., однако в бывшем СССР опыта подобных исследований не было. Исследования характеристик КТИ были начаты на электронных ускорителях в Харькове, Ереване и Томске в одно и то же время, и эксплуатационные пучки КТИ также были получены практически одновременно – в 1967 г. на Харьковском линейном ускорителе [7], 1968 г. – в Томске [8], в 1969 г. – в Ереване [9]. Следует упомянуть следующий любопытный факт. По теоретическим оценкам наилучшей кристаллической мишенью являлся алмаз, поэтому по ходатайству Министерства высшего и среднего специального образования РСФСР (к которому относился ТПИ) Совет Министров СССР принял постановление

о выделении НИИЯФ ТПИ ювелирного алмаза «Валентина Терешкова» весом 15 карат для изготовления алмазных мишеней.

Из этого алмаза были изготовлены несколько мишеней, самая большая из которых размером $10 \times 6 \times 2$ мм вот уже более 30 лет остается самой крупной алмазной мишенью в мире. В 1984 г. мишень была предоставлена международной коллаборации под руководством проф. Э. Уггерхоя для экспериментов на одном из крупнейших ускорителей мира в ЦЕРН (Швейцария).

В 1969 г. на линейно поляризованном пучке КТИ синхротрона «Сириус» был проведен первый эксперимент по измерению асимметрии процесса фотообразования π^+ -мезонов на протоне [8], чем было положено начало циклу экспериментов по измерению асимметрии указанного процесса на протонах [10] и ядрах [11], по измерению асимметрии процесса фотодезинтеграции дейтерия [12]. Параллельно с этими экспериментами развивались методики расчета поляризации пучка КТИ [13], расчета характеристик КТИ при излучении под углами $\theta > \gamma^{-1}$ [14], измерения поляризационных характеристик пучка КТИ [15, 16].

Как отмечалось выше, режим КТИ реализуется для ненулевых углов ориентации (так называемый процесс КТИ А [17]). В работе А.П.Потылицына [18] было предложено использовать ориентацию кристалла $\varphi = 0$ (т.е. движение электронов вдоль кристаллографической цепочки) для получения квазимонохроматического источника γ -квантов (так называемый процесс КТИ В).

В этом случае условие совпадения периода с длиной формирования будет следующим (рис. 1):

$$a = \ell_f.$$

Отсюда имеем

$$x = \frac{\omega}{E_0} = \left(1 + \frac{a}{4\pi\gamma\lambda_c} \right)^{-1}. \quad (5)$$

В эксперименте [19], проведенном на синхротроне «Сириус» для электронов с энергией $E = 300$ МэВ и монокристалла алмаза, этот эффект был экспериментально обнаружен. Для энергии $\omega = 300$ МэВ и ориентации кристалла $\langle 100 \rangle$ положение пика в спектре соответствовало энергии $\omega_{\text{calc}} = 267$ МэВ, тогда как экспериментальное значение $\omega_{\text{exp}} = 265 \pm 2$ МэВ.

В статье [20] был предложен алгоритм расчета характеристик пучка КТИ при прохождении электронов через сравнительно толстый кристалл ($\sim 0,1$ рад. длины). Все предыдущие эксперименты проводились с кристаллами толщиной $\langle 0,01$ рад. длины, в которых было получено хорошее согласие с теорией КТИ, развитой в борновском приближении (см., например, [3]). В работе [20] корректно учитывалось угловое распределение КТИ от электронов, претерпевших многократное рассеяние в мишени перед испусканием фотона, а также эффект коллимации излучения. Предложенный алгоритм позволил вычислять характеристики пучка КТИ без привлечения подгоночных параметров исходя только из условий эксперимента.

В этой же статье была экспериментально показана справедливость стандартной теории КТИ для кристаллов с большим z (вольфрама), в области энергий электронов $E_0 < 1$ ГэВ. В экспериментах [21] теория КТИ получила экспериментальное подтверждение и для энергий электронов $E = 150$ ГэВ.

Таким образом, к середине 90-х годов теория КТИ успешно описывала все экспериментальные данные, полученные для обычных трехмерных кристаллов, в области энергий электронов от $E_0 \sim 10$ МэВ [22] до $E_0 \sim 100$ ГэВ [23], для кристаллов от $z = 6$ (алмаз) до $z = 74$ (вольфрам) в области энергий $x \geq 0,15$, если электроны двигались в кристалле не слишком близко к кристаллографическим направлениям.

В эксперименте [23] впервые детально исследовалось КТИ для одномерной кристаллической структуры – пиролитического графита. Пиролитический графит представляет собой периодическую структуру только в одном направлении, тогда как в перпендикулярном направлении заметная упорядоченность отсутствует. В качестве мишени использовался кристалл пиролитического

графита производства Юнион Карбайд размерами $10 \times 6 \times 1$ мм (любезно предоставленный доктором М.Мораном). Большая грань кристалла была параллельна кристаллографическим плоскостям. В эксперименте измерялись ориентационные зависимости выхода КТИ для алмазной и графитовой мишени и было показано, что стандартная теория КТИ хорошо описывает результаты для алмазной мишени, тогда как для графитовой мишени наблюдается заметное расхождение.

Экспериментально измеренный когерентный вклад в спектр КТИ от графитовой мишени в несколько раз превышал расчетный.

Таким образом, экспериментальные данные демонстрируют перспективность использования сравнительно дешевых кристаллов пиролитического графита в физике высоких энергий. Кроме того, полученные результаты показывают несовершенство сложившейся теории КТИ.

2. Излучение при каналировании

Прецизионное измерение характеристик КТИ в области углов ориентации $\varphi \rightarrow 0$, проводившееся на синхротроне «Сириус» во второй половине 70-х годов, показало наличие явных аномалий, которые не описывались теорией КТИ [24]. После публикации теоретической статьи М.А.

Кумахова [25] о возможности существования нового эффекта – так называемого излучения при каналировании (ИК) релятивистских частиц – внимание экспериментальных групп, исследовавших процесс КТИ, было привлечено к этому эффекту. Рис. 2 иллюстрирует движение электронов и позитронов вдоль кристаллографических направлений ($\varphi = 0$). В этом случае траектория частицы является финитной в поперечной плоскости. Иными словами, частица с энергией E_0 движется в непрерывном потенциале кристаллографических плоскостей или цепочек, если угол влета частицы удовлетворяет условию каналирования:

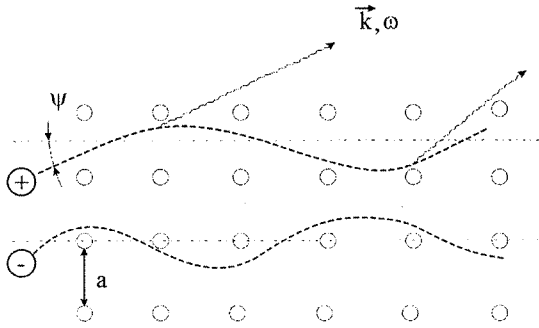


Рис. 2

$$\varphi \leq \Psi_c = \sqrt{\frac{2u_0}{E_0}}, \quad (6)$$

где u_0 – глубина потенциала оси (плоскости), которая определяется, в основном, зарядом ядра.

Радиационные потери при осевом каналировании электронов в расчете на единицу длины пути, проходимой частицей в кристалле, можно оценить в классическом приближении (если толщина кристалла значительно меньше длины деканалирования) [26]:

$$\frac{dW_{\text{ИК}}}{d\ell} = 6\alpha\gamma^2 \left(\frac{u_0}{mc^2} \right)^2 \frac{\hbar c}{\alpha^2}. \quad (7)$$

Здесь $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры, a – период решетки.

Для энергии электронов $E_0 \sim 1$ ГэВ длина декалирования в алмазе (т.е. длина, после прохождения которой угол многократного рассеяния сравнивается с критическим углом каналирования) составляет $\ell_d \approx 50$ мкм. Радиационные потери на ИК в таком кристалле составляют, согласно (7), $W_{\text{ИК}} \approx 2,5$ МэВ. Радиационные потери на тормозное излучение (ТИ) в разориентированном кристалле алмаза той же толщины можно оценить по известной формуле

$$W_{\text{ТИ}} = E_0 \frac{\ell_d}{L_{\text{рад}}}. \quad (8)$$

Для алмаза радиационная длина равна $L_{\text{рад}} \approx 12$ см, следовательно, $W_{\text{ТИ}} = 0,4$ МэВ.

Естественно, что при увеличении толщины кристалла соотношение $\eta_W = W_{\text{ИК}}/W_{\text{ТИ}}$ будет уменьшаться по сравнению с полученным оценочным значением ($\eta_W \sim 6$) из-за многократного рассеяния, приводящего к деканалированию, однако даже для толщин кристаллов $L \gg \ell_d$ интенсивность ИК существенно превосходит ТИ.

Сравнивая значение $W_{\text{ИК}}$ и $W_{\text{ТИ}}$, можно получить представление об эффективности генерации электромагнитного излучения через механизм ИК в целом, однако для многих приложений нужно сравнивать число фотонов, испущенных электроном через механизм ИК и ТИ. Зная среднюю энергию фотонов в спектре ИК и ТИ, можно получить среднее число испущенных фотонов по известным радиационным потерям:

$$\bar{n} = W / \bar{\omega}. \quad (9)$$

Как показано в [27], средняя энергия фотонов тормозного излучения определяется следующим образом:

$$\bar{\omega}_{\text{ТИ}} = E_0 / \ln(mc^2 / \omega_p), \quad (10)$$

где ω_p – энергия плазмона материала мишени.

Для оценки средней энергии фотонов ИК в осевом случае воспользуемся оценкой [28]

$$\bar{\omega}_{\text{ИК}} = 2\gamma^2 \Psi_c \frac{\hbar c}{a_s} = 2\gamma^{3/2} \sqrt{\frac{2u_0}{mc^2}} \frac{\hbar c}{a_s}. \quad (11)$$

В (11) a_s – радиус атомного экранирования. Для кристалла алмаза и $E_0 = 1$ ГэВ ($\gamma = 2 \cdot 10^3$) имеем $\bar{\omega}_{\text{ТИ}} \approx 0,1E_0 = 100$ МэВ; $\bar{\omega}_{\text{ИК}} \approx 22$ МэВ.

Таким образом, превышение по числу фотонов значительно превышает η_W :

$$\eta_{ph} = \frac{\bar{\eta}_{\text{ИК}}}{\bar{\eta}_{\text{ТИ}}} = \frac{\bar{W}_{\text{ИК}}}{\bar{W}_{\text{ТИ}}} \frac{\bar{\omega}_{\text{ТИ}}}{\bar{\omega}_{\text{ИК}}} = \eta_W \frac{\bar{\omega}_{\text{ТИ}}}{\bar{\omega}_{\text{ИК}}} \approx 4,5\eta_W \approx 27. \quad (12)$$

Ясно, что ИК, столь радикально отличающееся по своим характеристикам от традиционного ТИ и КТИ, в принципе может исследоваться той же физической аппаратурой, что и КТИ. Гониометр НИИЯФ позволял ориентировать кристаллы с погрешностью $\Delta\varphi \sim 5 \cdot 10^{-5}$, что заведомо ниже критических углов плоскостного ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$ рад) и осевого ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ рад) каналирования электронов с энергией $E_0 \sim 1$ ГэВ в кристаллах типа алмаза и кремния. Расходимость внутреннего электронного пучка ($\Delta\theta \sim 10^{-4}$) также не превышала критического угла. Однако для гарантированного совмещения импульса электрона с каким-либо кристаллографическим направлением необходимо было найти и использовать эффективный критерий. В экспериментах томской группы [29,30] было впервые показано, что радиационные потери в конус $\Delta\theta_\gamma \leq \gamma^{-1}$ имеют ярко выраженный максимум в случае движения электронов строго вдоль кристаллографической оси. Именно этот критерий широко использовался впоследствии для ориентации кристаллических мишеней на многих ускорителях.

Авторы работы [31], исследуя КТИ, предложили ориентировать кристалл по ориентационной зависимости выхода сравнительно мягкого излучения, который измерялся ионизационной камерой. В цитируемой работе, а также в более ранней [32], наблюдаемые ориентационные зависимости трактовались с точки зрения КТИ, причем подобная трактовка не давала хорошего согласия с расчетами по теории КТИ. В эксперименте [33], проведенном на синхротроне «Сириус», было строго показано, что максимумы в подобных ориентационных зависимостях возникают только при движении электронов вдоль кристаллографических плоскостей и обусловлены излучением при плоскостном каналировании. В следующих работах [34,35] чувствительность метода, предложенного в [31], была существенно повышена при использовании в качестве детектора NaI-спектрометра, который детектировал фотоны ИК после их комптоновского рассеяния в аморфном конверторе. Предложенный и апробированный в Томске метод использовался, например, в экспериментах ES-161, ES-164, ES-170, которые проводились в 1995 – 1998 гг. на синхротроне Института ядерных исследований Токийского университета (Япония).

Следует отметить, что эффект ИК для осевой ориентации был обнаружен в 1978 г. в эксперименте на синхротроне «Сириус», результаты которого опубликованы в авторитетном журнале «Письма в ЖЭТФ», том 29, стр. 414, 1979 (авторы: С.А.Воробьев, В.Н.Забаев, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, А.П.Потылицын). В этом же томе журнала, но в более поздних выпусках были опубликованы

ликованы результаты аналогичных экспериментов, выполненных российско-американской группой на позитронном пучке Стэнфордского ускорителя [36] и ереванской группой на синхротроне «АРУС» для электронов с энергией $E = 4,5$ ГэВ [37].

К наиболее важным результатам, полученным томской группой, можно отнести следующие:

- обнаружение линейной поляризации ИК [38];
- сравнение характеристик ИК и КТИ [39];
- обнаружение сужения конуса ИК в толстых кристаллах по сравнению с конусом ТИ [40];
- обнаружение влияния так называемого радужного рассеяния электронов на угловое распределение фотонов [41];
- обнаружение множественности в ИК для электронов с энергией $E_0 < 1$ ГэВ [42];
- обнаружение «расщепления» спектра КТИ В благодаря эффекту ИК [43].

Большинство упомянутых результатов, полученных впервые на синхротроне «Сириус», нашли свое подтверждение и развитие в экспериментах, поставленных на различных электронных ускорителях Европы, Японии и стран СНГ.

В качестве возможного приложения ИК укажем на возможность создания эффективного позитронного конвертора на основе ориентированного кристалла [44]. В эксперименте томской группы [45] была показана возможность использования монокристаллов вольфрама для генерации ИК несмотря на то, что даже новейшие технологии не могут обеспечить выращивание кристаллов W с мозаичностью лучше 1 мрад.

На основе полученных результатов в 1995 г. был предложен совместный российско-японский эксперимент для синхротрона Токийского университета, который был одобрен Программным комитетом и успешно проведен в 1996 г. (эксперимент ES-164, руководители – проф. А.П.Потылицын, Россия; проф. К.Июшида, Япония). В эксперименте наблюдалось примерно 3-кратное превышение выхода позитронов из вольфрамовой мишени толщиной 0,35 рад. длин для осевой ориентации по сравнению с аморфной мишенью той же толщины [46,47]. В 1998 г. аналогичный эксперимент был проведен на линейном ускорителе Национальной лаборатории по физике высоких энергий (Цукуба, Япония).

В настоящее время центр тяжести исследований КТИ и ИК сместился в область высоких и сверхвысоких энергий (начальная энергия электронов $E_0 \sim 100$ ГэВ), однако опыт и знания томских физиков, специалистов в данной области, остаются востребованными. Так, в 1999 – 2001 гг. планируется эксперимент по генерации позитронов в ориентированном кристалле вольфрама на вторичном электронном пучке 450 ГэВ-синхротрона в ЦЕРН (Швейцария). В международной коллаборации, которая проводит эксперимент, участвуют и томские физики (А.П.Потылицын, И.Е.Внуков, А.В.Богданов).

3. Параметрическое рентгеновское излучение

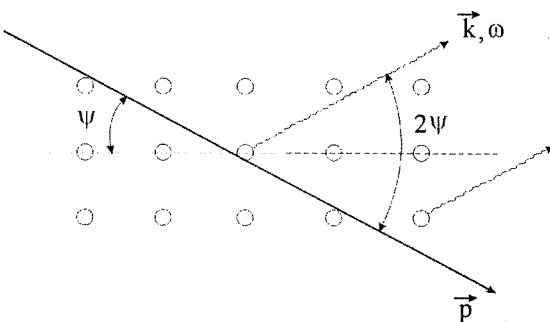


Рис. 3

В 1960-х годах М.Л.Тер-Микаелян [3], рассматривая излучение заряженной частицы, движущейся в периодической среде с периодом d и со средним значением диэлектрической постоянной ϵ_0 , получил условие резонанса (рис.3):

$$\alpha \frac{1/\beta - \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta_D}{\cos \varphi} = n\lambda, \quad n - \text{целое}. \quad (12)$$

В (1) β – скорость частицы, θ_D – угол вылета фотона относительно направления движения частицы, φ – угол влета в периодическую структуру, λ – длина волны излучения.

Формула (12) получена из общих законов сохранения с учетом интерференции в периодической структуре, поэтому она остается справедливой для любых углов излучения, в том числе для $\theta_D \gg \gamma^{-1}$ (γ^{-1} – характерный угол излучения релятивистской частицы).

В цитируемой монографии М.Л.Тер-Микаелян назвал подобный тип электромагнитного излучения *резонансным*.

В начале 70-х годов практически одновременно авторы работ [48,49] рассмотрели излучение ультррелятивистских электронов в реальном кристалле в рентгеновском диапазоне. В цитируемых работах (а также в [50, 51]) показано, что в брэгговских направлениях относительно импульса начальной частицы излучается монохроматическое излучение с шириной линии $\Delta\omega/\omega \sim \gamma^{-1}$.

Энергия линии определяется следующим образом:

$$\omega_n = \frac{\hbar c \pi}{a \sin \varphi} \cdot n, \quad n - \text{целое}, \quad (13)$$

где a – межплоскостное расстояние; φ – угол ориентации (угол Брэгга). Можно показать, что выражение (13) совпадает с законом Брэгга для дифракции реальных фотонов, а также с формулой (12) (с точностью до членов порядка $\sim \gamma^{-2}$).

В работе [48] максимумы в спектре были названы *динамическими*, а само излучение – *квази-черенковским*, тогда как в [49] – *параметрическим*. Указанный тип излучения имеет много общих черт с черенковским излучением, поскольку излучает не сама релятивистская частица, а среда, через которую она пролетает:

- излучение происходит под большими углами ($\theta_D \gg \gamma^{-1}$);
- нет зависимости от массы заряженной частицы (могут излучать тяжелые частицы);
- излучение генерируется при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы.

В работе [52] была предпринята попытка экспериментального обнаружения данного типа излучения, которая не увенчалась успехом. Авторы [52] исследовали спектр излучения под малыми углами $\theta_D \sim \gamma^{-1}$ на пучке электронов Корнеллского синхротрона с энергией 2,7 – 11 ГэВ. Использовались поликристаллические мишени LiF. Отрицательный результат эксперимента объясняется тем, что интенсивность переходного излучения с непрерывным спектром в направлении вперед на два порядка превышает интенсивность искомого монохроматического излучения.

В эксперименте [53], проведенном на электронном синхротроне «Сириус», группа физиков ТПУ (С.А.Воробьев, Б.Н.Калинин, С.Пак, А.П.Потылицын), обнаружила описываемый тип излучения. Авторы цитируемой работы, следуя терминологии, введенной в [54], назвали наблюдаемый эффект *параметрическим рентгеновским излучением* (ПРИ). В дальнейшем этот термин стал общепотребительным (в английской транскрипции – *parametric X-ray radiation*, PXR).

В настоящее время, спустя более 10 лет после обнаружения эффекта, физическую природу ПРИ можно объяснить следующим образом.

Одним из наиболее общих процессов взаимодействия релятивистской заряженной частицы с атомами среды, через которую движется частица, является поляризация атомных оболочек кулоновским полем частицы. Поляризация среды, вызываемая полем движущейся частицы, является переменной величиной и в силу законов электродинамики становится источником электромагнитного излучения, которое было названо поляризационным [55]. ПРИ так же соотносится с поляризационным излучением, как когерентное тормозное излучение с обычным тормозным.

В последующие годы на синхротроне «Сириус» был проведен цикл исследований характеристик ПРИ. Для этих исследований физиками НИИЯФ ТПУ была подготовлена современная аппаратура (гониометр с азотным охлаждением, координатные рентгеновские детекторы, полупроводниковые спектрометры и др.) К основным результатам, наиболее часто цитируемым в ведущих журналах, можно отнести следующие:

- измерение углового распределения ПРИ [56];
- обнаружение и измерение линейной поляризации ПРИ [57];
- исследование характеристик ПРИ вблизи K -края поглощения кристалла [58];
- измерение интенсивности ПРИ в зависимости от температуры кристалла [59];
- исследование характеристик ПРИ в жесткой области спектра виртуальных фотонов [60].

После пионерских экспериментов томской группы во многих ускорительных лабораториях США, Японии, Канады, Германии были развернуты экспериментальные и теоретические исследования эффекта ПРИ, результаты которых подтверждают данные, полученные на синхротроне «Сириус» (см., например, [61 – 65]).

Ученые ТПУ неоднократно приглашались для участия в экспериментах по исследованию характеристик ПРИ различными физическими лабораториями (см., например, совместные публикации [66 – 69]). Ведущие ученые из США (доктор М.Моран, доктор Р.Фиорито) и Японии (проф. И.Эндо, доктор К.Накаяма) приезжали в Томск для совместных экспериментов на синхротроне «Сириус».

В последние годы заметно возрос интерес к исследованиям характеристик ПРИ для электронов умеренных энергий $E_0 \leq 50$ МэВ). Так например, в 1998 году на рабочем совещании в Табарпе (Германия), посвященном исследованию электромагнитных процессов на электронных ускорителях, результаты исследований ПРИ представили 4 экспериментальные группы из Майнца, Дармштадта, Мюнхена и Дрездена. Этот интерес связан с возможностью создания на основе эффекта ПРИ компактного источника монохроматического рентгеновского излучения с регулируемой длиной волны, альтернативного традиционным источникам на основе рентгеновской трубки и электронного накопителя на энергию 1 ГэВ (для генерации синхротронного излучения).

Заключение

В настоящей статье кратко изложены достижения ученых ТПУ в исследовании различных процессов излучения ультрарелятивистских электронов при их прохождении через ориентированные монокристаллы за более чем 30-летний период.

За рамками данной статьи остались работы группы М.М.Никитина по ондуляторному излучению, которые также проводились на синхротроне «Сириус» (см. монографию Никитин М.М., Эпп В.Я. Ондуляторное излучение. М.: Энергоатомиздат, 1988). Важные результаты по излучению электронов низких энергий $E_0 \leq 5$ МэВ, полученные группой С.А.Воробьева, также остались вне рамок статьи (см., например, монографию Воробьев С.А. Канализование электронных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1984).

Некоторые из освещаемых в статье вопросов более подробно изложены в монографии автора (Потылицын А.П. Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. М.: Энергоатомиздат, 1987). Много оригинальных статей томских авторов опубликовано в Трудах Международных симпозиумов «Radiation of Relativistic Electrons in Periodic Structures.» (RREPS-93, 95, 97), которые проводились в Томске. Участие в симпозиумах ведущих физиков из США, Англии, Франции, Дании, Японии, Германии подтверждает сложившуюся репутацию томской школы физиков. Следует отметить, что труды последнего симпозиума «RREPS-97» изданы в виде тематического выпуска известного журнала «Nuclear Instruments and Methods» в октябре 1998 г.

Построенный в середине 60-х годов синхротрон «Сириус» в течение примерно 10 лет оставался машиной мирового класса (в Италии и Японии в это время эксплуатировались синхротроны с параметрами, близкими к «Сириусу»). Однако с начала 1980-х годов многие страны Европы, США и Япония приступили к проектированию и постройке ускорителей следующего поколения, которые успешно эксплуатируются в настоящее время. Естественно, что параметры этих ускорителей намного превосходят параметры синхротрона «Сириус». Кроме того, известная ситуация с финансированием науки в вузах России затрудняет (если не сказать большего) подготовку и проведение экспериментов на современном уровне. Тем не менее и в последние годы было получено несколько приоритетных экспериментальных результатов, например, обнаружение поляризационного рентгеновского излучения в аморфных мишенях [70], обнаружение оптического дифракционного излучения [71]. Это вселяет надежду, что потенциал физиков ТПУ не исчерпан и результаты будущих экспериментов будут интересны мировому физическому сообществу так же, как и описанные в статье.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ueberall H. // Phys.Rev. - 1956. - V. 103. - P. 1055-1067.
2. Ueberall H. // Ibid. - 1957. - V. 107. - No I. - P. 223-227.
3. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. - Ереван: Изд-во АН АрмССР. - 1969. - С.343.
4. Кузьмин В.Н., Сертаков Ю.И., Епонешников В.Д. // ПТЭ. - 1968. - 4. - С. 33-34.
5. Кузьмин В.Н., Калинин Б.Н., Геннинг А.Ф. и др. // Труды VI Межвуз. конф. по электронным ускорителям. - М.: Энергия, 1968. - С. 506-510.
6. Barbiellini G., Bologna G., Diambri G., et al. // Phys. Rev. Lett. - 1962. - V. 8. - № 3. - P. 112-114.
7. Жебровский Ю.В., Колесников Л.Я., Мирошниченко И.И. и др. // Харьков, 1968. - Препринт ФТИ АН УССР. - 329.
8. Кузнецов В.М., Стуков О.И., Репенко Е.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1969. - Т. 10. - С. 273-277.
9. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. // Тр. Междунар. конф. по аппаратуре и физике высоких энергий. - 1970. - Т. 2. - С. 746.
10. Кузнецов В.М., Репенко Е.В., Стуков О.И. // ЯФ. - Т. 13. - 1971. - С. 1052.
11. Забаев В.Н., Калинин Б.Н., Кузнецов В.М. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика атомного ядра. - 1973. - Вып. 6(8). - С. 22.
12. Внуков И.Е., Главанаков И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1994. - Т.60. - № 8. - С. 576.
13. Калинин Б.Н., Кузнецов В.М., Потылицын А.П. и др. // Изв. вузов. Физика. - 1978. - № 5. - С. 94-101.
14. Кузнецов В.М., Потылицын А.П., Стуков О.И. // ЯФ. - 1977. - Т. 25. - С. 134-140.
15. Ананьин П.С., Горячкин В.Г., Калинин Б.Н. и др. // Приборы и техника эксперимента. - 1975. - № 4. - С. 25-27.
16. Ананьин П.С., Внуков И.Е., Забаев В.Н. и др. // Приборы и техника эксперимента. - 1985. - № 2. - С. 36-40.
17. Saenz A.W., Ueberall H. // Phys. Rev. B. - 1982. - V. 25. - P. 4418.
18. Потылицын А.П. // Письма в ЖЭТФ. - 1991. - Т.53. - С. 12-14.
19. Balayan A.S., Kalinin B.N., Naumenko G.A., et al. // Phys. Lett. A. - 1991. - V.159. - P. 433-436.
20. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Потылицын А.П. и др. // Изв. вузов. Физика. - 1991. - № 3. - С. 21-44.
21. Комар А.П., Коробочко Ю.С., Минеев В.И. и др. // ЖТФ. - 1971. - Т. 41. - С. 807.
22. Medenwaldt R., Moller S.P., Sorensen A.H., et al. // Phys. Lett. B. - 1991. - V. 260. - P. 235-239.
23. Amosov K.Yu., Kalinin B.N., Naumenko G.A., et al. // NIM B. - 1996. - V. 119. - P.103.
24. Воробьев А.А., Калинин Б.Н., Каплин В.В. и др. // Письма в ЖТФ. - 1978. - Т. 4. - С. 1340-1343.
25. Кумахов М.В. // ДАН СССР. - 1976. - Т. 230. - С. 1077-1080.
26. Avakian A.L., Yang C., Zhevago N.K. // Rad.Eff. - 1981. - V. 56. - P. 39-46.
27. Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. и др. // Изв. вузов. Физика. - 1991. - № 6. - С. 8-20.
28. Баиер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М. Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных кристаллах. - Новосибирск: Наука, 1989. - 400 с.
29. Воробьев С.А., Калинин Б.Н., Каплин В.В. // Изв. вузов. - 1978. - № 11. - С. 117-121.
30. Воробьев С.А., Забаев В.Н., Калинин Б.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т.29. - С. 414.
31. Liskey D., Schwitters R.F. // NIM. - 1970. - V. 81. - P. 164-172.
32. Frisch O.R., Olsen D.N. // Phys. Rev. Lett. - 1959. - V.1. - P. 141-142.
33. Адисhev Ю.Н., Воробьев С.А., Забаев В.Н. и др. // ЯФ. - 1982. - Т. 35. - Вып.1. - С. 108.
34. Adishchev Yu.N., Didenko A.N., et al. // Rad.Eff. - 1982. - V. 60. - № 1-4. - P. 61.
35. Воробьев С.А., Вяткин Е.Г., Пивоваров Ю.Л. и др. // ЖЭТФ. - 1988. - Т. 94. - Вып. 3. - С. 38.
36. Мирошниченко И.И., Мерри Д.Д., Авакян Р.О. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т. 29. - С. 786.
37. Аганьянц А.О., Вартанов Ю.А., Вартапетян Г.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т. 29. - Вып. 9. - С.554-556.
38. Адисhev Ю.Н., Внуков И.Е., Воробьев С.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1981. - Т.33. - С. 478-481.
39. Воробьев С.А., Диденко А.Н., Забаев В.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1980. - Т. 32. - С. 262-265.
40. Адисhev Ю.Н., Ананьин П.С., Воробьев С.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1979. - Т. 30. - С. 430-434.
41. Аленик А.Н., Воробьев С.А., Калинин Б.Н. и др. // ЖТФ. - 1986. - Т. 56. - С. 1416-1418.
42. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А. и др. // Изв. вузов. Физика. - 1991. - № 6. - С. 88-106.
43. Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1992. - Т. 55. - Вып. 8. - С. 587.
44. Chehab R. // Orsay Report. - 1994. - No. LAL/RT 94-09.
45. Амосов К.Ю., Внуков И.Е., Калинин Б.Н. и др. // Материалы XXIII Междунар. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1994. - С. 67-71.
46. Yoshida K., Goto K., Isshiki T., et al. // Phys. Rev. Lett. - 1998. - V. 80. - P. 1437-1440.
47. Kalinin B.N., Naumenko G.A., Potylitsyn A.P., et al. // NIM B. - 1998. - V. 145. - № 1-2. - P. 169-179.
48. Гарибян Г.М., Ян Ши. // ЖЭТФ. - 1971. - Т. 1. - С.930; 1972. - Т. 63. - С. 1198.
49. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. // ЖЭТФ. - 1971. - Т. 61. - С.944.
50. Афанасьев А.М., Агинян М.А. // ЖЭТФ. - 1978. - Т. 74. - С. 570.

51. Dialetis D. // Phys. Rev. A. - 1978. - V. 17. - P. 1113.
52. Yuan Luke C.L., Alley P.W., Bamberger A., et al. // Nucl. Instr. and Meth.A. - 1985. - V. 234. - P.426.
53. Воробьев С.А., Калинин Б.Н., Пак С., Потылицын А.П. // Письма в ЖЭТФ. - 1985. - Т. 41. - № 1. - С. 3-6.
54. Фаинберг Я.Б., Хижняк И.А. // ЖЭТФ. - 1957. - Т. 32. - С. 883.
55. Амусья М.Я., Буймистров В.М., Зон Б.А. и др. // Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов. - М.: Наука, 1987.
56. Адищев Ю.Н., Бабаджанов Р.Д., Воробьев С.А. и др. // ЖЭТФ. - 1987. - Т.93. - № 6. - С. 1943-1950.
57. Адищев Ю.Н., Бабаджанов Р.Д., Верзилов В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1990. - Т.16. - С. 15.
58. Adishchev Yu.N., Potylitsyn A.P., Versilov V.V. // Rad. Eff. and Defects in Solids. - 1993. - V. 25. - P. 93-95.
59. Amosov K.Yu., Kalinin B.N., Sarytchev V.P., et al. // Phys. Rev. E. - 1993. - V. 47. - № 3. - P. 2207.
60. Amosov S.Yu., Kalinin B.N., Kustov D.V., et al. // Proceedings of RREPS-93, Tomsk. - 1993. - P. 53-61.
61. Fiorito R.B., Rule D.W., Maruyama X.K., et al. // Phys. Rev. Lett. - 1993. - V. 71. - P. 704-707.
62. Asano S., Endo I., Harada M., et al. // Phys. Rev. Lett. - 1993. - V. 70. - P. 3247.
63. Freudenberger J., Gavrikov V.B., Galemann M., et al. // Phys.Rev.Lett. - 1995. - V. 74. - P. 2487.
64. Freudenberger J., Galemann M., Genz H., et al. // Nucl. Inst. and Meth.B. - 1996. - V. 115. - P. 408.
65. Nitta H. // Phys.Lett.A. - 1991. - V. 158. - P. 270.
66. Авакян Р.О., Кизогян О.С., Потылицын А.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1987. - Т. 45. - № 6. - P. 313-316.
67. Endo I., Harada M., Potylitsyn A.P., et al. // Phys. Rev. E. - 1995. - V. 51. - P. 157.
68. Vnukov I.E., Kalinin B.N., Versilov V.A. // NIM A. - 1994. - V. 350. - P. 601.
69. Aramitsu K., Endo I., Kaplin V., Potylitsin A. - Hiroshima, 1995. - 10 с./ Preprint HUPD-9513.
70. Амосов К.Ю., Верзилов В.А., Внуков И.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1996. - Т. 63. - С. 145.
71. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. - 1998. - Т. 67. - С. 760-765.