

УДК 538.56

ЧЕРЕНКОВСКОЕ-ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ГАММА-ОБЛАСТИ ЧАСТОТ

М.А. АГИНЯН¹, К.А. ИСПИРЯН^{1*}, М.К. ИСПИРЯН¹, Г.А. САРГСЯН²

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: karo@mail.yerphi.am

(Поступила в редакцию 10 октября 2013 г.)

Вычислены спектральное и угловое распределения, а также полное число черенковского-переходного излучения образованного заряженной частицей в гамма (ЧПИГ/GCTR) области частот (0.8–10) МэВ, используя результаты недавнего открытия, что в упомянутой области частот показатель преломления некоторых веществ $n(\omega) > 1$, что авторами объясняется Дельбрюковским рассеянием на кулоновском поле ядер. Используя результаты проведенных численных расчетов, предложена экспериментальная установка для наблюдения и изучения ЧПИГ, образованного электронами с энергиями, намного большими, чем пороговая энергия ЧПИГ (~ 10 ГэВ). Обсуждаются некоторые применения ЧПИГ, в частности, для поиска новых материалов с $n(\omega) > 1$ в гамма-области частот.

1. Введение

Хорошо известно [1,2], что черенковское излучение (ЧИ) образуется, если заряженная частица с энергией E (или релятивистским фактором $\gamma = E/mc^2 = [1/(1 - \beta^2)]^{1/2}$, $\beta = V/c$) выше, чем определенное пороговое значение $E > E_{thr}$ ($\gamma > \gamma_{thr}$), проходит вещество-радиатор с показателем преломления $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)} > 1$ в определенной области частот ω (ϵ – диэлектрическая проницаемость). Принято представлять комплексные значения величин $\epsilon(\omega)$ и $n(\omega)$ в виде: $\epsilon(\omega) = n^2(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega) = 1 + \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$ и $n(\omega) = 1 + \delta(\omega) + i\Delta(\omega)$, где χ' и χ'' – действительная и мнимая части восприимчивости. Величины $\chi'(\omega)$ и $\delta(\omega)$ связаны с преломлением, тогда как $\chi''(\omega)$ и $\Delta(\omega)$ описывают поглощение фотонов с длиной поглощения $L_{abs} = 1/\mu(\omega) = c/(\chi''(\omega)\omega)$, где μ – линейный коэффициент поглощения.

Менее известно, что теоретически и экспериментально (см. [2,3]) показано, что ЧИ образуется также в узких мягких рентгеновских областях энергий фотонов, $\hbar\omega < 1$ кэВ, и называется рентгеновским черенковским излучением, РЧИ. Используя значения мнимой части атомного рентгеновского фактора рассеяния, табулированные в [4], а также дисперсионные соотношения Крамерса–Кронига, в работе [5] показано, что в узкой рентгеновской области около К-, L-, M-краев показатель преломления некоторых веществ может быть больше, чем

1. Используя теорию Тамма–Франка ЧИ и теорию Франка–Гинзбурга–Гарибяна переходного излучения (ПИ), образованного на границе двух веществ, авторы [5] вычислили угловое и спектральное распределения, а также другие характеристики РЧИ. Было бы правильнее назвать РЧИ как рентгеновское черенковское-переходное излучение, РЧПИ, так как важнейшие результаты получены с помощью формул теории рентгеновского переходного излучения (РПИ). Эти предсказания [5] были экспериментально подтверждены в [6] с помощью электронов с энергией 1.2 ГэВ и позднее в работах [7-10], используя электроны с энергиями 5–10 МэВ. Заметим, что возможное существование ЧИ в рентгеновской и гамма областях теоретически рассматривалось ранее в некоторых работах [2,11], не показывая, что на самом деле в рентгеновской и гамма областях диэлектрическая постоянная некоторых веществ может быть больше 1.

В 2012 г., изучая рассеяние гамма квантов с энергиями (0.8–2) МэВ, в работе [12] было показано, что показатель преломления кремния слегка больше 1 с $\delta \sim 10^{-10}$ – 10^{-9} . Авторы [12] объяснили это наблюдение с помощью нелинейного процесса квантовой электродинамики, а именно, рассеяния Дельбрюка, которое, как рассеяние фотона на фотоне, происходит через виртуальное образование электрон-позитронных пар. В работе [12] приведены также теоретические вычисления положительных значений δ до 10 МэВ и показано, что для тяжелых веществ, например, для золота $\delta \sim 10^{-5}$. Согласно [12], эти факты могут найти широкое применение, в частности, в оптике гамма-пучков для фокусирования пучков гамма-лучей.

В настоящей работе, используя теорию ЧИ Тамма–Франка, показано, что на основе результатов [12] можно ожидать существование ЧПИГ в области энергий фотонов $\sim (1-10)$ МэВ. Далее, после создания более правильной теории ЧПИГ с помощью теории РПИ Гарибяна и получения точных характеристик ЧПИГ обсуждена возможность его экспериментального изучения и применений. Предварительные результаты были кратко представлены в [13], используя теорию РПИ и только экспериментальные скудные данные [12] для $\sim (0.8-2)$ МэВ.

2. Оценка характеристик ЧПИГ с помощью теории ЧИ Тамма–Франка

Зависимость интерполированных значений $\chi' = 2\delta$ от $\hbar\omega$ для Si, используя данные работы [12], показаны на кривой 1 рис.1. Кривая 2 показывает зависимость $\chi'' = \mu c/\omega$ от $\hbar\omega$, используя значения μ из известных таблиц, имеющих точность порядка (5–10)%.

Как в [2,3,5-10], в первом приближении, используя теорию ЧИ Тамма–Франка, оценим некоторые характеристики ЧПИГ, образованного в прозрачной среде. Как и для РЧИ, подставляя $n = 1 + \chi'/2$ в выражения для угла ЧИ, $\cos\theta = 1/\beta$, и для спектрального распределения (для единичной длины радиатора, UL) $dN/d(\hbar\omega) \big|_{UL} = (\alpha/(hc))\sin^2\theta$, в приближении малых углов и $\gamma \gg 1$ легко найти следующие формулы для угла, пороговой энергии (thr) и спектрального

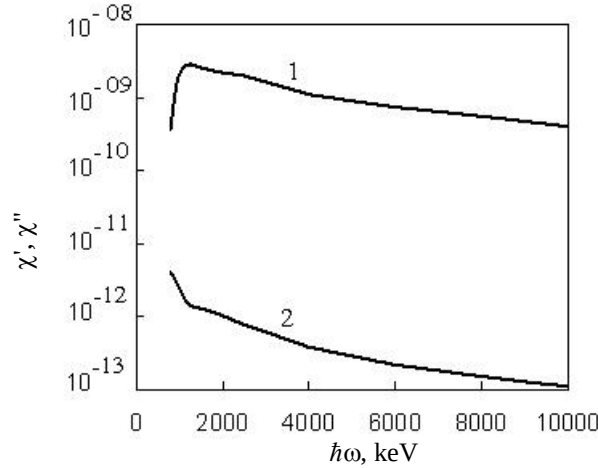


Рис.1. Зависимость реальной χ' и мнимой χ'' частей (кривые 1 и 2, соответственно) восприимчивости Si от $\hbar\omega$.

распределения фотонов ЧПИГ:

$$\theta_{GCTR} \approx \sqrt{\chi' - \gamma^{-2}}, \quad (1)$$

$$\gamma_{GCTRthr} \approx 1 / \sqrt{\chi'}, \quad (2)$$

$$dN_{GCTR} / d\hbar\omega \Big|_{UL} \approx (\alpha / \hbar c)(\chi' - \gamma^{-2}). \quad (3)$$

Заметим, что в (1)-(3) предполагается, что радиатор прозрачный с $\chi'' = \mu = 0$. Используя метод, описанный в [14], и имея выход из непоглощающего радиатора единичной длины, можно найти выход из поглощающего радиатора с толщиной L_{rad} :

$$dN_{GCTR} / d\hbar\omega \approx (\alpha / \hbar c)(\chi' - \gamma^{-2})L_{abs}[1 - \exp(-L_{rad} / L_{abs})]. \quad (4)$$

Из формулы (4) для $L_{rad} \gg L_{abs}$, что имеет место для мягких рентгеновских фотонов РЧИ с $L_{abs} \leq 0.1$ см, получим

$$\left| \frac{dN_{GCTR}}{d\hbar\omega} \right|_{L_{rad} \gg L_{abs}} \approx \frac{\alpha}{\hbar\omega} \frac{\chi' - \gamma^{-2}}{\chi''}, \quad (5)$$

а при условии $L_{rad} \ll L_{abs}$, которое может иметь место для жестких фотонов ЧПИГ с $L_{abs} \geq 0.5$ см, получим

$$\left| \frac{dN_{GCTR}}{d\hbar\omega} \right|_{L_{rad} \ll L_{abs}} \approx (\alpha / \hbar c)(\chi' - \gamma^{-2})L_{rad}, \quad (6)$$

Как и ожидалось, выражение (5) не зависит, а (6) зависит от L_{rad} .

Результаты (1)-(6) можно также получить, используя работу [15], в которой выражения для спектрального и углового распределений, а также для других характеристик ЧИ, образованного заряженной частицей, движущейся в поглощающей среде с $\varepsilon''(\omega) = \chi''(\omega) \neq 0$, получены с использованием метода,

описанного в [16] и основанного на вычислении потерь энергии как работы электрического поля частицы.

Хотя формулы (1)-(6) не адекватны для корректного описания ЧПИГ, однако они позволяют проделать некоторые грубые оценки и выводы по ЧПИГ. Предположим, что ЧПИГ образуется электронами с энергией $E = 20$ ГэВ в радиаторе из Si с толщиной $L_{rad} = 0.1X_0^{Si} \approx 1\text{см} \ll L_{abs} = 1/\mu$ ($X_0^{Si} = 9.36$ см – радиационная длина Si). Тогда, используя значения $\chi' = 2 \times 10^{-9}$ (см. рис.1) при $\hbar\omega \approx 1\text{МэВ}$ и формулы (1) и (2), получаем $\gamma_{GCTRthr} \approx 1/\sqrt{\chi'} \approx 2.2 \times 10^4$, т.е.

$E_{thr} \approx 11.4$ ГэВ и $\theta_{GCTR} \approx \sqrt{\chi' - \gamma'^{-2}} \approx 36.7$ $\mu\text{рад}$, т.е. порядка $\theta_{rel} \approx 1/\gamma = 26$ $\mu\text{рад}$.

Теперь, с помощью (6) оценим число фотонов ЧПИГ. Используя значения χ' (см. рис.1) и интегрируя (6) от $\hbar\omega_1 = 800$ кэВ до $\hbar\omega_{12} = 10000$ кэВ, получим $N_{GCTR} \approx \alpha L_{rad} / (\hbar c) \int (\chi' - \gamma'^{-2}) d(\hbar\omega) \approx 1.4$.

Как будет показано далее, эти значения порога, угла и полного числа фотонов ЧПИГ довольно близки к реальным значениям.

3. Теория ЧПИГ на основе теории ПИ Гинзбурга–Франка–Гарибяна

Теперь, следуя [2,3,5-10], рассмотрим ЧПИГ, используя теорию ПИ Гинзбурга–Франка–Гарибяна, применимость которой более оправдана, чем использование теории Тамма–Франка, потому что в действительности детектируются фотоны, образованные в тонком радиаторе в вакууме или воздухе, на некотором расстоянии от радиатора. Первые намеки на то, что формулы ПИ описывают также ЧИ, были опубликованы в 60-ые годы (см., например, [17]). По-видимому, первые численные расчеты ПИ релятивистских электронов в области энергий фотонов вплоть до несколько десятков эВ, используя хорошо известную формулу Гинзбурга–Франка–Гарибяна и измеренные значения действительной и мнимой частей ϵ , были проведены в работе [18]. В частности, в ней было показано, что около М-края Ge при $\hbar\omega \approx 30$ эВ, когда ϵ становится больше 1, выход ПИ претерпевает осцилляции дисперсионного типа и увеличение интенсивности излучения. Связь ЧИ и ПИ обсуждалось в работе [19], где и были впервые получены формулы ЧИ из выражений для ПИ.

Рассмотрим прохождение электронов через пластину в вакууме. Кроме основного фона тормозных фотонов, согласно вышесказанному, будет образовываться ЧПИГ в областях частот, где $\epsilon > 1$, если энергия электронов превосходит пороговую. Вместо использования формулы ПИ вперед в общей форме, как это сделано в [18], мы будем развивать теорию ЧПИГ, используя результаты теории РПИ, образованного в пластине ультра-релятивистской частицей. Вводя комплексное χ в формулу (2.21) работы [20] или в формулу (3.27) работы [2] для спектрально-углового распределения РПИ, можно получить следующую формулу для спектрально-углового распределения ЧПИГ:

$$\frac{d^2 N_{GCTR}}{d\hbar\omega d\theta} = \frac{2\alpha\theta^3}{\pi\hbar\omega} \frac{(\chi'^2 + \chi'^2)}{(\theta^2 + \gamma'^2)^2 [(\theta^2 + \gamma'^2 - \chi')^2 + \chi'^2]} \times \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{L_{rad}}{2L_{abs}}\right) \right]^2 + 4\exp\left(-\frac{L_{rad}}{2L_{abs}}\right) \sin^2 \frac{\hbar\omega L_{rad}(\theta^2 + \gamma'^2 - \chi')}{4\hbar c} \right\}. \quad (7)$$

В дальнейшем будет использована формула (7), которая будет проинтегрирована 1) по θ для получения спектрального распределения ЧПИГ, 2) по $\hbar\omega$ для получения углового распределения ЧПИГ и 3) по θ и по $\hbar\omega$ для получения полного числа фотонов ЧПИГ.

Проведя аналитическое интегрирование (7) по θ , можно получить сложное и длинное выражение для спектрального распределения ЧПИГ, которое неразумно привести в этой работе. Поэтому нижеприведенные результаты получены более простыми численными интегрированиями (7), учитывая что аналитическое интегрирование по $\hbar\omega$ невозможно.

4. Численные результаты и обсуждение

Нижеприведенные численные результаты, если не оговорено, получены для энергии электронов $E = 20$ ГэВ и для толщины кремниевых (Si) радиаторов с $L_{rad} = 0.1X_0^{Si} \approx 1$ см. Такая толщина выбрана для обеспечения слабой деградации энергии электрона.

4.1. Спектральное распределение ЧПИГ

Спектральное распределение числа фотонов ЧПИГ, полученное после интегрирования по углам, показано на рис.2 (кривая 1). Кривая 2 на рис.2 показывает спектральное распределение тормозного излучения, образованного в радиаторе Si с толщиной 1 см с учетом продольного эффекта плотности или эффекта Тер-Микаеляна (см. [21]).

Как видно на рис.2, в соответствии с теорией эффект Тер-Микаеляна имеет место при энергиях фотонов меньше, чем $\hbar\omega_p \gamma \approx 1200$ кэВ. Отметим, что нет необходимости учитывать эффект Ландау-Померанчука-Мигдала, поскольку эффект имеет место при намного больших энергиях электронов [21]. Как следует из рис.2, интенсивность ЧПИГ превосходит интенсивность фонового тормозного излучения в широком интервале приблизительно от 800 кэВ вплоть до 5800 кэВ.

Полное число фотонов ЧПИГ, полученное численным интегрированием кривой 1 на рис.2 по $\hbar\omega$ в интервале энергий фотонов от 800 кэВ до 6000 кэВ, равно $N_{GCTR} = 1.34$, в соответствии с вышеприведенными грубыми оценками, полученными с помощью теории Тамма–Франка, тогда как полное число фоновых фотонов тормозного излучения, полученное численным интегрированием кривой 2 на рис.2 по $\hbar\omega$ в той же области, равно $N_{BR} = 1.3$.

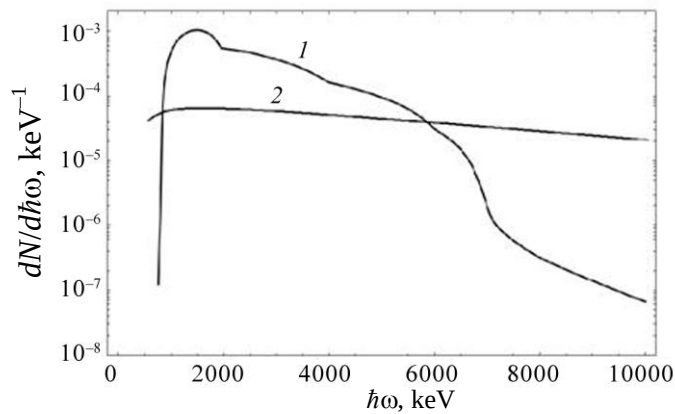


Рис.2. Спектральное распределение ЧПИГ (кривая 1) и тормозного излучения (кривая 2).

4.2. Угловое распределение ЧПИГ

Так как из-за сложной зависимости $\chi'(\hbar\omega)$ не удастся провести аналитическое интегрированное (7) по $\hbar\omega$, на рис.3 представляем угловое распределение ЧПИГ, используя результаты численного интегрирования (7) по $\hbar\omega$, в области от 800 кэВ до 10000 кэВ. Из рис.3 следует, что ЧПИГ испускается в основном в интервале углов от 20 мрад до 60 мрад в согласии с вышеприведенными оценками, полученными с помощью теории Тамма-Франка. Численное интегрирование кривой рис.3 по углам снова дает $N_{GCTR} = 1.3$.

4.3. Зависимость ЧПИГ от энергии электронов

Зависимость числа фотонов ЧПИГ и тормозного излучения от энергии E электрона, вычисленная для тех же параметров, что и для рис.2 и 3, и получаемая численным интегрированием (7) и формулы Тер-Микаеляна для тормозного излучения с учетом эффекта поляризации среды [21] в интервале энергий фото-

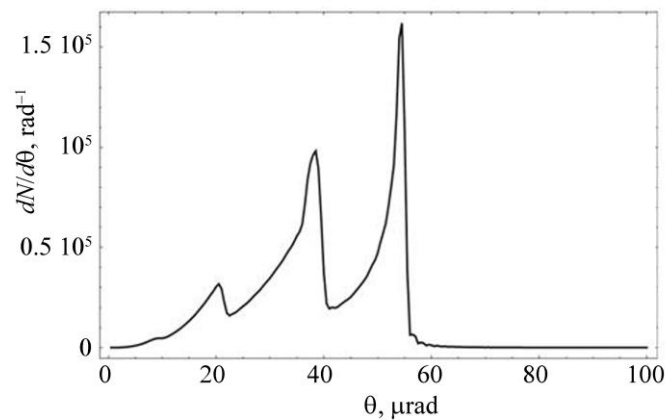


Рис.3. Угловое распределение ЧПИГ.

нов $\hbar\omega = 800\text{--}10000$ кэВ, показана на рис.4 (кривые 1 и 2, соответственно). Поскольку энергетическая зависимость ЧПИГ, показанная на рис.4, резко увеличивается, или имеет “порог” при определенной энергии, а именно при $E \approx 10$ ГэВ, то можно использовать ЧПИГ точно так, как РПИ [14], для измерения энергии или идентификации частиц.

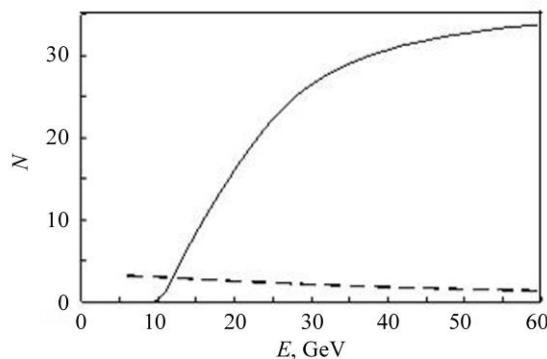


Рис.4. Зависимость числа ЧПИГ (кривая 1) и тормозных (кривая 2) фотонов от энергии электронов.

Как было показано впервые в [22] (см. также [21]), в детекторах переходного излучения число образованных (без поглощения) фотонов РПИ из стопки пластин равно $N_{XTR} \sim 11$ и превосходит тормозной фон только в относительно узкой области $\Delta(\hbar\omega) \approx 2\text{--}30$ кэВ. Хотя при учете поглощения N_{XTR} сильно падает, тем не менее резкая зависимость N_{XTR} от энергии частицы позволяет конструировать детекторы РПИ, которые нашли широкое применение в физике высоких энергии [20,21]. В случае ЧПИГ число фотонов, выходящих из радиатора с или без учета поглощения, превосходит число тормозных фотонов в намного широком интервале $\hbar\omega = 800\text{--}6600$ кэВ.

4.4. Зависимость ЧПИГ от толщины радиатора

Выше нами было выбрано значение $L_{rad} = 1$ см $= 0.1X_0$, чтобы энергия, точнее скорость электрона существенно не уменьшилась в радиаторе. Чтобы выяснить, как меняется выход ЧПИГ вокруг этой толщины, на рис.5 приведена зависимость числа фотонов ЧПИГ от толщины радиатора. Как видно из рис.5, как и для РПИ, выход ЧПИГ с увеличением L_{rad} при малых L_{rad} увеличивается почти пропорционально квадрату толщины, а в области $L_{rad} \approx 1\text{--}10$ см эта зависимость становится почти линейной. Однако, в эксперименте нельзя взять $L_{rad} > 1$ см, чтобы избежать потерь энергии электронов. Поэтому, для обеспечения большого выхода ЧПИГ разумно взять радиатор с толщиной $(2\text{--}10)\% X_0$.

Как показывают вычисления, проведенные для разных параметров с помощью различных интерполяций данных [12] с учетом экспериментальных и теоретических ошибок, точность всех вышеприведенных результатов лучше, чем 20%.

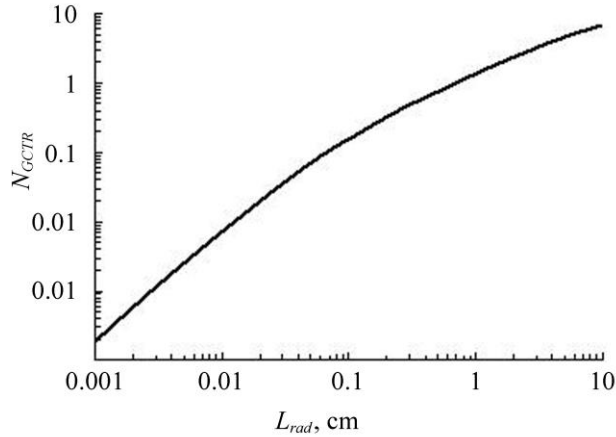


Рис.5. Зависимость числа фотонов ЧПИГ от толщины радиатора.

5. Возможная экспериментальная установка и обсуждение

Как следует из полученных результатов, можно детектировать фотоны ЧПИГ, имея электроны с энергиями выше, чем “пороговая”, ~ 10 ГэВ, с помощью установки, схематически показанной на рис.6, которая аналогична установке, использованной в SLAC [23,24] для изучения эффектов Ландау–Померанчука–Мигдала и Тер-Микаеляна.

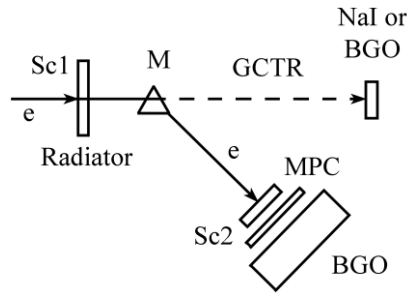


Рис.6. Предлагаемая экспериментальная установка.

Первичные и вторичные электроны детектируются с помощью сцинтилляционных счетчика Sc1, имеющего маленькую щель в центре, и Sc2. Они проходят через радиатор Si толщиной $\sim 0.2\text{--}1$ см и после отклонения магнитом M детектируются многопроволочным пропорциональным счетчиком MPC и калориметром BGO, которые измеряют также энергию электрона после излучения. Почти все фотоны ЧПИГ и тормозного излучения, образованные одним электроном в Si, регистрируются в направлении вперед с помощью спектрометра NaI(Te) или BGO, измеряющего спектральное распределение ЧПИГ.

Если вместо одной пластины взять многослойный радиатор, состоящий из M пластин, каждый с толщиной L_1 и с расстоянием L_2 между пластинами в

вакууме или в воздухе, и использовать соответствующие формулы из [20] или [25] для РПИ, можно как для РЧИ в соответствующей среде [26], исследовать свойства ЧПИГ, образованное в периодическом радиаторе, которое будет аналогом так называемого параметрического Черенковского излучения, впервые рассмотренного в [27].

6. Заключение

Таким образом, теоретически изучен новый тип излучения, ЧПИГ, который может найти следующие применения: 1) учитывая трудности, связанные с экспериментами в гамма-области (см. [12]), ЧПИГ может служить как более легкий метод для нахождения новых материалов с $n > 1$ в гамма-области; 2) так как пороговая энергия ЧПИГ, $\gamma_{\text{thr}} > 10^4$, больше, чем пороговая энергия детекторов РПИ, ЧПИГ, как и РПИ, может служить для идентификации частиц при больших энергиях. И наконец, 3) так как число фотонов ЧПИГ, образованных на один электрон, не на много меньше единицы, можно использовать механизм ЧПИГ для получения интенсивных пучков гамма-квантов с энергиями 1–10 МэВ, которые найдут применения в гамма-оптике и ядерной физике, в частности, для изучения гигантских резонансов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.П.Зрелов.** Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий. М., Атомиздат, 1968.
2. **В.А.Базылев, Н.К.Жеваго.** Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. М., Наука, 1987.
3. **К.А.Ispirian.** X-Ray Cherenkov Radiation, in Proc. of NATO ARW Advanced photon Sources and Applications, nor Hamberd, Armenia, 29 August–3 Sep. 2004, NATO Sc. Ser. II, Math. Phys. Chem. 2005, vol. 199, p. 217.
4. **B.L.Henke, E.M.Gullikson, J.C.Davis.** At. Data and Nucl. Data Tables, **54** 181 (1993); http://www.cxro.lbl.gov/optical_constants.
5. **В.А.Базылев и др.** Письма в ЖЭТФ, **24**, 406 (1976).
6. **В.А.Базылев и др.** Письма в ЖЭТФ, **34**, 103 (1981); ЖЭТФ, **81**, 1664 (1981).
7. **W.Knulst, O.J.Luiten, M.J.van der Wiel, J.Verhoeven.** Appl. Phys. Lett., **79**, 2999 (2001).
8. **W.Knulst, M.J.van der Wiel, O.J.Luiten, J.Verhoeven.** Appl. Phys. Lett., **83**, 4050 (2003).
9. **W.Knulst, M.J.van der Wiel, O.J.Luiten, J.Verhoeven.** Proc. of SPIE, **5196**, 393 (2004).
10. **W.Knulst.** Dissertation, Eindhoven University of Technology, 2004.
11. **В.Г.Барышевский, Нго Дан Нюан.** Ядерная физика, **20**, 1219 (1974).
12. **D.Habs, M.M.Gunther, M.Jentschel, W.Urban.** Phys. Rev. Lett., **108**, 184802 (2012); **D.Habs, M.M.Gunther, M.Jentschel, P.G.Thirolf.** ArXiv:1201.4466, 2012.
13. **M.A.Aginian, K.A.Ispirian, M.Ispiryan.** ArXiv:1302.5208, 2013.
14. **А.И.Алиханян, Ф.Р.Арутюнян, К.А.Испирян, М.Л.Тер-Микаелян.** ЖЭТФ, **41**, 2002 (1961).
15. **V.M.Grichine.** Nucl. Instr. and Meth. A, **482**, 629 (2002).

16. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц.** Электродинамика сплошных сред, М., Наука, 1982.
17. **Г.М.Гарибян, И.И.Гольдман.** ДАН Арм.ССР, **31**, 219 (1960).
18. **К.А.Испирян, С.Т.Казанджян.** Физика твердого тела, **15**, 1551 (1973).
19. **Р.Багиян.** Изв. Вузов, Радиофизика, **40**, 1126 (1997).
20. **Г.М.Гарибян, Ян Ши.** Рентгеновское переходное излучение, Ереван, АН Арм. ССР, 1983.
21. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, АН Арм. ССР, 1969; High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media, New York, Wiley Interscience, 1972.
22. **К.А.Испирян.** Диссертация. Ереванский государственный университет, 1965.
23. **P.L.Anthony, R.Becker-Szendy, P.E Bosted, et al.** Phys. Rev. Lett. **75**, 1949, (1995).
24. **S.Klein.** Rev. Mod. Phys., **71**, 1501 (1999).
25. **X.Artru, G.B.Yodh, G.Menesier.** Phys. Rev. D, **12**, 1289 (1975).
26. **М.А.Агинян, Л.А.Геворгян, К.А.Испирян, І.А.Керобян.** Proc. of NATO ARW, Advanced Photon Sources and Applications, Nor Hamberd, Armenia, 29 August-3 Sept., 2004, NATO Sc. Ser. II, Math. Phys. Chem. 2005, vol. 199, p. 205.
27. **Я.Б.Файнберг, Н.А.Хижняк.** ЖЭТФ, **32**, 883 (1957).

ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ-ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄ
ՉԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԳԱՄՄԱ-ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Մ.Ա. ԱՂԻՆՅԱՆ, Կ.Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Մ.Կ. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Գ.Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հաշվված է լիցքավորված մասնիկների առաջացրած Չերենկովյան-անցումային զամմա-ճառագայթման (ՉԱԳՃ) սպեկտրալ և անկյունային բաշխումները, ինչպես նաև լրիվ ֆոտոնների թիվը (0.8–10) ՄէՎ տիրույթում, օգտագործելով վերջերս կատարված այն հայտնագործման արդյունքները, համաձայն որոնց որոշ նյութերի բեկման ցուցիչը մեծ է 1-ից, $n(\omega) > 1$, վերոհիշյալ տիրույթում, միջուկի Կուլոնյան դաշտում Դելբրուկյան ցրման պատճառով: Օգտագործելով ստացված թվային հաշվումները, առաջարկված է փորձարարական մի սարք՝ դիտելու և ուսումնասիրելու համար շեմային էներգիայից մի քիչ ավելի էներգիայով էլեկտրոնների առաջացրած ՉԱԳՃ-ը: Քննարկված են ՉԱԳՃ-ի որոշ կիրառություններ, մասնավորապես, վերնում նշված փորձերից շատ ավելի հեշտ մեթոդով նոր նյութեր հայտնաբերելու համար, որոնց $n(\omega) > 1$ զամմա-տիրույթում:

CHERENKOV-TRANSITION RADIATION IN GAMMA FREQUENCY REGION

M.A. AGINIAN, K.A. ISPIRIAN, M.K. ISPIRYAN, G.A. SARGSYAN

The spectral and angular distributions as well as the total number of photons of gamma-ray Cherenkov-transition radiation (GCTR) produced by charged particles in the photon energy region (0.8–2) MeV are calculated using the results of the recent discovery that in the above-mentioned region the refraction index of some materials is greater than 1, $n(\omega) > 1$, due to Delbruck scattering on Coulomb field of nuclei. Using the results of the carried out numerical calculations, it is proposed an experimental arrangement for observation and experimental study of GCTR produced by electrons with energy slightly higher than the threshold energy of GCTR. Some applications of GCTR, in particular, the search of new materials with $n(\omega) > 1$ in gamma region with the help of this method, are discussed.