

( $\epsilon_s \approx 21$  МэВ  $L_R$  - радиационная длина вещества структуры). Для легких элементов  $L_0$  имеет величину порядка 100 мкм.

Оценим полное количество излученных квантов. Полагая в формуле (11)  $L_{11} \approx L_0 \approx 100$  мкм,  $\sqrt{\omega_1^2 - \omega_2^2} \approx 20$  эВ,  $l \approx 80 \text{ \AA}$  (структуры с периодом такого масштаба используются при создании многослойных зеркал в рентгеновской оптике),  $\gamma \Delta\theta \approx 4$ , получаем оценку:  $N \approx 10^{-2}$ , что примерно на три порядка превышает аналогичную величину для ПРИ в кристаллах. Излучение при выбранных значениях параметров сосредоточено в окрестности частоты  $\omega \approx 100$  эВ с относительной шириной  $\Delta\omega / \omega \approx 0,1$  при  $\gamma = 40$ .

Авторы благодарны Б.М. Болотовскому и Я.Б. Файнбергу за обсуждение затронутых в работе вопросов физики излучения быстрых заряженных частиц в периодических структурах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г.М., ЯН ШИ. Рентгеновское переходное излучение. -Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1983.
2. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах // Итоги науки и техники.-Т.4.-С. 129.

### О ПРИРОДЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**В.П. Воронов, Н.Н. Насонов, В.А. Насонова**

В настоящее время существует несколько точек зрения на природу параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) быстрых заряженных частиц в кристаллах (периодических средах). Согласно одной из них ПРИ рассматривается как разновидность черенковского излучения. Полагается, что излучение является следствием черенковского резонанса быстрой частицы с медленными электромагнитными волнами, возникающими в результате изменения показателя преломления среды в условиях динамической дифракции электромагнитного поля [1, 2].

В рамках другого подхода ПРИ возникает в результате когерентного рассеяния кулоновского поля быстрой частицы на периодических неоднород-

родностях среды «механизм переходного рассеяния» [3, 4]. Существенно, что механизм переходного рассеяния не требует наличия медленных волн.

Хорошо известно, что данные экспериментов согласуются с кинематической теорией ПРИ (теория возмущений) [3, 5], результаты которой находят естественное объяснение в рамках механизма переходного рассеяния и не могут быть интерпретированы в терминах черенковского излучения (излучаемые волны в кинематической теории являются быстрыми). С другой стороны общие формулы ПРИ, полученные в рамках динамической теории дифракции, допускают непрерывный переход в формулы кинематической теории, что указывает на единую природу механизма.

Настоящая работа посвящена выяснению следующего вопроса: следует ли считать ПРИ в условиях кинематического и динамического рассеяния поля быстрой частицы различными физическими механизмами излучения?

В результате проведенного анализа показывается, что ПРИ в направлении брэгговского рассеяния определяется механизмом переходного рассеяния независимо от условия рассеяния поля быстрой частицы. В то же время ПРИ в направлении скорости быстрой частицы может быть интерпретировано как черенковское излучение. В работе обсуждается возможность экспериментального обнаружения ПРИ вперед.

### Общие соотношения

Рассмотрим структуру электромагнитного поля, возбуждаемого движущейся в среде с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью быстрой заряженной частицей.

Будем исходить из уравнения Максвелла для Фурье-образа электрического поля

$$(k^2 - k_0^2)\vec{E}_{\vec{k}\omega} - \vec{k}(\vec{k}\vec{E}_{\vec{k}\omega}) - \omega^2 \sum_{\vec{g}} \chi_{-\vec{g}}(\omega)\vec{E}_{\vec{k}_g\omega} = \frac{i\omega e}{2\pi^2} \vec{v}\delta(\omega - \vec{k}\vec{v}), \quad (1)$$

где  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \int d^3k d\omega \vec{E}_{\vec{k}\omega} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t}$

Предполагая частицу релятивистской (при этом электромагнитное поле в рентгеновском диапазоне можно считать поперечным [4]), получаем решение (1) в рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции [6]

$$\vec{E}_{\vec{k}\omega} = \sum_{\lambda=1}^2 \left( \vec{e}_{\lambda\vec{k}} E_{\lambda\vec{k}} + \vec{e}_{\lambda\vec{k}_g} \cdot E_{\lambda\vec{k}_g} \right),$$

$$E_{\lambda\vec{k}} = \frac{i\omega e}{2\pi^2} \cdot \frac{k_g^2 - k_0^2}{\Omega_\lambda} \vec{e}_{\lambda\vec{k}} \vec{\nabla} \cdot \mathbf{S}(\omega - \vec{k}\vec{v}) = \frac{k_g^2 - k_0^2}{\omega^2 \chi_g \alpha_\lambda} \cdot E_{\lambda\vec{k}_g}, \quad (2)$$

$$\Omega_\lambda = (k^2 - k_0^2)(k_g^2 - k_0^2) - \omega^4 \chi_g \chi_{-g} \alpha_\lambda^2$$

где  $\vec{e}_{\lambda\vec{k}}$  и  $\vec{e}_{\lambda\vec{k}_g}$  – векторы поляризации,  $\alpha_1 = 1, \alpha_2 = \frac{\vec{k}\vec{k}_g}{kk_g}$ .

Полученные выражения для Фурье-амплитуд будут использованы в дальнейшем анализе свойств электромагнитного поля, возбуждаемого быстрой частицей.

### Излучение в направлении брэгговского рассеяния

Для определения спектрально-углового распределения излучения в направлении брэгговского рассеяния необходимо вычислить интеграл Фурье

$$E_{\lambda,g} = \int d^3k_g E_{\lambda\vec{k}_g} e^{i\vec{k}_g \vec{r}} \quad (3)$$

Интересуясь полем излучения в волновой зоне, интегрирование в (3) по углам вектора  $\vec{k}_g$  выполним методом стационарной фазы. Результат интегрирования имеет вид расходящихся сферических волн

$$E_{\lambda,g} = \sum_{l=1}^2 A_{\lambda,g}^{(l)} \frac{\exp(i(\omega + \xi_{\lambda,g}^{(l)})r)}{2},$$

$$A_{\lambda,g}^{(l)} = -\frac{i\omega e}{2} (-1)^l \frac{\omega \chi_{\vec{g}} \alpha_\lambda}{\chi_{\lambda,g}} \vec{e}_{\lambda, \omega\vec{n}-\vec{g}} \cdot \vec{v} \cdot \delta\left(\omega - (\omega + \xi_{\lambda,g}^{(l)})\vec{n}\vec{v} + \vec{g}\vec{v}\right),$$

$$\xi_{\lambda,g}^{(l)} = \gamma_{\lambda,g}^{(l)} + \frac{1}{2} \omega \chi_0, \quad 2\left(1 - \frac{\vec{n}\vec{g}}{\omega}\right) \gamma_{\lambda,g}^{(l)} = -\Delta'_g - (-1)^l \chi_{\lambda,g}, \quad (4)$$

$$\Delta'_g = \Delta_g - \frac{1}{2} \vec{n}\vec{g} \chi_0, \quad \Delta_g = -\vec{n}\vec{g} + \frac{g^2}{2\omega}, \quad \chi_{\lambda,g}^2 = (\Delta_{-g}^2)^2 + \beta_{\lambda,g}^2,$$

$$\beta_{\lambda,g}^2 = \omega^2 \chi_{\vec{g}} \chi_{-\vec{g}} \alpha_\lambda^2 \left(1 - \frac{\vec{n}\vec{g}}{\omega}\right).$$

При выводе (4) предполагалось выполненным условие малости расстройки брэгговского резонанса  $\Delta_g \ll \omega$ ;  $\vec{n}$  – единичный вектор в направлении излучения.

Выразим входящие в (4) величины через угловые переменные, используемые в эксперименте. Пусть единичный вектор  $\vec{e}_1$  направлен вдоль оси пучка быстрых частиц, а вектор  $\vec{e}_2$  вдоль оси детектора излучения. В эксперименте векторы  $\vec{e}_1$  и  $\vec{e}_2$  обычно фиксированы ( $\vec{e}_1 \vec{e}_2 = \cos \varphi = \text{const}$ ) и находятся в одной плоскости с вектором обратной решетки  $\vec{g}$ , задающим отражающую плоскость. Полагаем

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \vec{e}_1 \left( 1 - \frac{1}{2} \gamma^{-2} - \frac{1}{2} \psi^2 \right) + \vec{\psi}, & \vec{e}_1 \vec{\psi} &= 0, \\ \vec{n} &= \vec{e}_2 \left( 1 - \frac{1}{2} \theta^2 \right) + \vec{\theta}, & \vec{e}_2 \vec{\theta} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\gamma = \varepsilon/m$ ,  $\varepsilon$  и  $m$  – энергия и масса излучающей частицы, а двумерные углы  $\vec{\psi}$  и  $\vec{\theta}$  описывают угловой разброс в пучке и распределение излучения в плоскости детектора соответственно.

Важнейшей характеристикой ПРИ является зависимость выхода фотонов от угла ориентации скорости частицы относительно отражающей плоскости. В эксперименте соответствующий поворот мишени (при неизменных положениях  $\vec{e}_1$  и  $\vec{e}_2$ ) достигается с помощью гониометра. На рис. 1 ориентационная зависимость описывается углом  $\theta'$ , отсчитываемым от положения отражающей плоскости, соответствующего брэгговскому резонансу. Там же показаны направления отсчета составляющих углов  $\vec{\psi}$  и  $\vec{\theta}$ , лежащих в плоскости падения

$$\left( \vec{\psi} = \vec{\psi}_{\parallel} + \vec{\psi}_{\perp}, \vec{\psi}_{\parallel} \vec{\psi}_{\perp} = 0, \vec{\theta} = \vec{\theta}_{\parallel} + \vec{\theta}_{\perp}, \vec{\theta}_{\parallel} \vec{\theta}_{\perp} = 0 \right).$$

Приступая к анализу результата (4), рассмотрим прежде всего кинематический закон сохранения, выражаемый  $\delta$  – функцией в выражении для  $A_{\lambda, g}^{(1)}$ . Используя определения (5), получаем уравнение

$$\begin{aligned} \delta_g - \Delta'_g &= -(-1)^l \sqrt{(\Delta'_g)^2 + \beta_{\lambda, g}^2}, \\ \delta_g &= \omega_b \left( \gamma^{-2} - \chi_0 + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (2\theta' + \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\omega_b = g/2 \sin \varphi/2$  – брэгговская частота.

В рентгеновском диапазоне вне области аномальной дисперсии  $\chi_0(\omega) < 0$ . При этом из (6) следует известный результат динамической теории ПРИ: уравнение (6) имеет решение только для значения  $l=1$ , т.е. из двух волн (4) реализуется только одна [2].

Следующее из (4) - (6) окончательное выражение для спектрально-углового распределения интенсивности ПРИ в прозрачном веществе имеет вид:

$$\omega \frac{dN_\lambda}{dt d\omega d^2\theta} = \frac{e^2 \omega^4 |\chi_{\vec{g}}|^2}{\pi g^2} \cdot \frac{\theta_\lambda^2 \alpha_\lambda^2}{(\gamma^{-2} - \chi_0 + \theta_1^2 + \theta_2^2) + |\chi_{\vec{g}}|^2 \alpha_\lambda^2 \cos \varphi} \cdot \left(1 - (\theta' + \theta_{II}) \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}\right) \delta\left(\omega - \omega_b \cdot \left(1 + (\theta' + \theta_{II}) \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2}\right)\right), \quad (7)$$

где  $\theta_1 = \theta_\perp - \psi_\perp$ ,  $\theta_2 = 2\theta' + \theta_{II} + \psi_{II}$ ,  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = \cos \varphi$ , в аргументе  $\delta$  - функции оставлены слагаемые нулевого и первого порядка по  $\gamma^{-1}$ .

Формулу (7) следует дополнить следующим из (4) и (6) выражением для дисперсионной добавки к волновому числу изучаемой волны  $\xi_{\lambda,d}^{(1)}$

$$\xi_{\lambda,g}^{(1)} = \frac{1}{2} \omega \left( \chi_0 + \frac{|\chi_0|^2 \alpha_\lambda^2}{\gamma^{-2} - \chi_0 + \theta_1^2 + \theta_2^2} \right) \quad (8)$$

Рассмотрим вытекающие из формул (7) и (8) физические результаты.

В случае излучения быстрой частицы в кристалле  $\chi_0 = -\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \approx -\frac{\omega_0^2}{\omega_b^2}$ ,  $\omega_0$  -

плазменная частота,  $\chi_{II} = \chi_0 \frac{F(g)}{Z} \cdot \frac{|S(g)|^2}{N^2} e^{-g^2 u^2}$ ,  $F(g)$  - атомный форм-фактор,

$Z$  - число электронов в атоме,  $S(\vec{g}) = \sum_{j=1}^N e^{i\vec{g}\vec{r}_j}$  - структурный фактор,  $N$  -

число атомов в элементарной ячейке кристалла,  $u$  - среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов. Для обычно используемых в эксперименте главных кристаллографических плоскостей  $F(g) \approx Z$ ,  $S(\vec{g}) = N$ , поэтому  $\chi_{\vec{g}} \approx \chi_0$ . Учитывая изложенное, замечаем, что пропорциональное  $|\chi_{\vec{g}}|$  слагаемое в (8), обусловленное динамическим изменением показателя преломления кристалла, оказывается меньшим первого слагаемого, пропорционального средней диэлектрической восприимчивости кристалла  $\chi_0$ . Таким образом, из (8) следует неравенство  $\xi_{\lambda,g}^{(1)} < 0$ . При этом излучаемая волна является быстрой и не может быть возбуждена посредством черенковского механизма.

Полученный результат снимает сложившееся противоречие в теории ПРИ. Как отмечалось во введении, принято считать, что ПРИ в условиях динамической дифракции является черенковским механизмом излучения, а ПРИ в условиях кинематической дифракции соответствует механизму переходного рассеяния. Обратим теперь внимание, что динамическая формула (7) отличается от кинематической [5] только наличием слагаемого

$|\chi_{\bar{g}}|^2 \alpha_\lambda^2 \cos \varphi$  в знаменателе формулы (7), причем динамический результат непрерывно переходит в кинематический в области [2]

$$\gamma^2 \gg \chi \quad (9)$$

при уменьшении величины  $\gamma$ . Изложенное в полной мере относится и к формуле (8). Если бы ПРИ в условиях динамической дифракции было черенковским излучением, то при непрерывном изменении параметра  $\gamma$  черенковский механизм плавно переходил бы в переходный механизм излучения, что, очевидно, невозможно (на переходный механизм излучения указывает также наличие переданного импульса  $\bar{g}$  в кинематическом законе сохранения  $\omega - (\omega + \xi_{\lambda, \bar{g}}^{(1)}) \bar{n} \bar{v} + \bar{g} \bar{v} = 0$  в (4).

Заметим также, что проявление динамических эффектов в ПРИ затруднено влиянием эффекта плотности, описываемого слагаемым  $-\chi_0$  в знаменателе формулы (7).

### Излучение в направлении движения быстрой частицы

Обратимся теперь к анализу составляющих поля излучения  $E_{\lambda \bar{k}}$ , описывающих фотоны, распространяющиеся вдоль скорости излучающей частицы. Заметим прежде всего, что выражение для  $E_{\lambda \bar{k}}$  может быть записано в форме:

$$E_{\lambda \bar{k}} = \frac{i \omega e}{2 \pi^2} \cdot \frac{\bar{e}_{\lambda \bar{k}} \bar{v}}{k^2 - \omega^2 \epsilon_{\text{eff}}(\bar{k}, \omega)} \delta(\omega - \bar{k} \bar{v}), \quad (10)$$

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 + \chi_0 + \frac{\omega^2}{k_g^2 - k_0^2} \chi_{\bar{g}} \chi_{-\bar{g}} \alpha_\lambda^2,$$

характерной для поля заряженной частицы, движущейся прямолинейно и равномерно в однородной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{eff}}(\bar{k}, \omega)$ . Хорошо известно, что излучение, возникающее в обсуждаемых условиях, является черенковским, причем выражение для  $\xi_{\text{eff}}$  явно указывает на эффект динамического рассеяния, как причину появления излучения в обычном для рентгеновского диапазоне случае  $\chi_0(\omega) < 0$ . Отметим, что выражение для  $E_{\lambda \bar{k}}$  не может быть приведено к виду (10). Это обстоятельство также указывает на различие физических механизмов, ответственных за излучение в направлении брэгговского рассеяния и в направлении движения быстрой частицы.

Для выяснения возможности экспериментального обнаружения ПРИ вперед необходимо детально проанализировать спектрально-угловые свойства этого излучения и сравнить их с характеристиками тормозного и переходного механизмов излучения, вносящих вклад в полное излучение. Вычисляя интеграл Фурье

$$E_{\lambda,0} = \int d^3k E_{\lambda\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (11)$$

иссимптотическими методами, получаем следующее выражение для амплитуды излучения:

$$A_{\lambda,0}^{(1)} = \frac{i\omega e}{2} \left( 1 - (-1)^e \frac{e\Delta'_0}{\chi_{\lambda,0}} \right) \vec{e}_{\lambda,0\vec{n}} \vec{v} \cdot \delta(\omega - (\omega + \xi_{\lambda,0}^{(1)}) \vec{n}\vec{v}),$$

$$\xi_{\lambda,0}^{(1)} = \gamma_{\lambda,0}^{(1)} + \frac{1}{2} \omega \chi_0, \quad 2 \left( 1 + \frac{\vec{n}\vec{g}}{\omega} \right) \gamma_{\lambda,0}^{(1)} = -\Delta'_0 - (-1)^e \chi_{\lambda,0},$$

$$\Delta'_0 = \Delta_0 + \frac{1}{2} \vec{n}\vec{g}\chi_0, \quad \Delta_0 = \vec{n}\vec{g} + \frac{g^2}{2\omega}, \quad (12)$$

$$\chi_{\lambda,0}^2 = (\Delta'_0)^2 + \beta_{\lambda,0}^2, \quad \beta_{\lambda,0}^2 = \omega^2 \chi_{\vec{g}} \chi_{-\vec{g}} \alpha_\lambda^2 \left( 1 + \frac{\vec{n}\vec{g}}{\omega} \right)$$

аналогичное (4).

Приступая к анализу результата (12), введем, как и прежде, переменные  $\vec{\psi}$  и  $\vec{\theta}$ , описывающие угловые распределения излучающих частиц и фотонов. Однако в рассматриваемом случае углы  $\vec{\psi}$  и  $\vec{\theta}$  отсчитываются от вектора  $\vec{e}_1$  на рис.1.

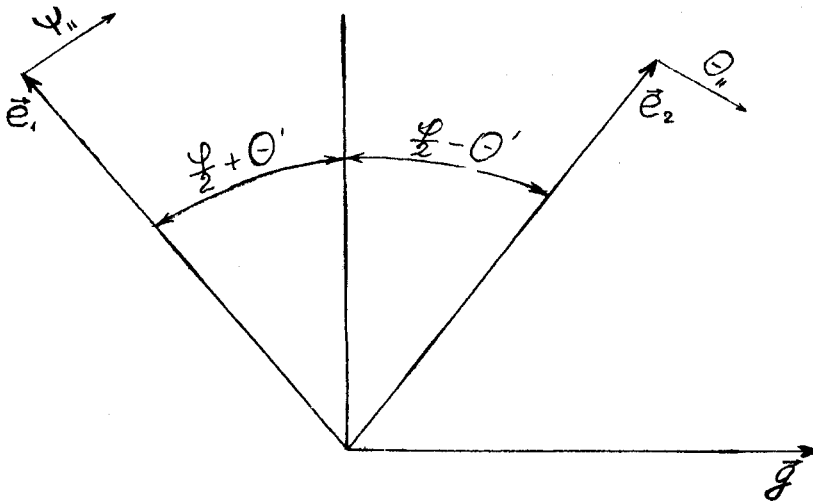


Рис. 1.

Кинематический закон сохранения  $\omega = (\omega + \xi_{\lambda,0}^{(1)}) \vec{n}\vec{v}$  из (12) сводится к уравнению:

$$\delta_0 + \Delta'_0 = -(1)' \sqrt{(\Delta'_0)^2 + \beta_{\lambda,0}^2},$$

$$\delta_0 = \omega_b \left( \gamma^{-2} - \chi_0 + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2 \right) \cos \varphi,$$
(13)

имеющему только одно решение, причем в случае  $\cos \varphi > 0$  реализуется волна, соответствующая значению  $l=1$ , а в случае  $\cos \varphi < 0$  возбуждается волна с  $l=2$ .

Рассмотрим случай Лауэ ( $\cos \varphi > 0$ ). Из формул (12) и (13) получаем в рассматриваемом случае следующее выражение для спектрально-углового распределения интенсивности ПРИ в период:

$$\omega \frac{dN_\lambda}{dt d\omega d^2\theta} = \frac{e^2 \omega_b^4 \cos \varphi}{\pi g^2} \cdot \frac{\theta_\lambda^2 |\chi_g|^4 \alpha_\lambda^4}{\left( \gamma^{-2} - \chi_0 (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2 \right)^2 \left( \left( \gamma^{-2} - \chi_0 + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2 \right)^2 + |\chi_g|^2 \alpha_\lambda^2 \right)}$$

$$\left( 1 - (\theta' + \theta_{II}) \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \right) \delta \left( \omega - \omega_b \left( 1 + (\theta' + \theta_{II}) \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \right) \right),$$
(14)

где для величин  $\theta_\lambda$  приняты обозначения  $\theta_1 = \theta_\perp - \psi_\perp$ ,  $\theta_2 = \theta_{II} - \psi_{II}$ , отличные от использованных в формуле (7). Дисперсионная добавка  $\xi_{\lambda,0}^{(1)}$  определяется следующей из (13) формулой:

$$\xi_{\lambda,0}^{(1)} = \frac{1}{2} \omega \left( \gamma^{-2} + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2 \right) > 0,$$
(15)

показывающей, что ПРИ вперед реализуется медленными электромагнитными волнами в отличие от ПРИ в направлении брэгговского рассеяния.

Остановимся на анализе возможности экспериментального обнаружения ПРИ вперед. В эксперименте вклад в наблюдаемое излучение будут вносить кроме ПРИ (14) также переходное и тормозное излучение быстрой частицы. Когерентная составляющая тормозного излучения вносит основной вклад в гамма-диапазон при высокой энергии излучающей частицы. Некогерентная составляющая тормозного излучения описывается формулой [3]

$$\omega \frac{dN^{br}}{dt d\omega d^2\theta} = \frac{2Z^2 e^6 n_0 \ln(\mu u)}{\pi m^2 \gamma^2} \cdot \frac{(\gamma^{-2} - \chi_0)^2 + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^4}{\left( \gamma^{-2} - \chi_0 + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2 \right)^4}.$$
(16)

Спектрально-угловое распределение переходного излучения релятивистской частицы в мишени толщиной  $L$  имеет вид [3]



$$\omega \frac{dN^r}{d\omega d^2\theta} = \frac{4e^2}{\pi^2} \cdot \frac{\chi_0^2 (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2}{\left(\gamma^{-2} + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2\right)^2 \left(\left(\gamma^{-2} - \chi_0 + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2\right)^2\right)} \cdot \sin^2\left(\frac{\omega L}{4} \left(\gamma^{-1} - \chi_0 + (\bar{\theta} - \bar{\psi})^2\right)\right) \quad (17)$$

Формулы (14), (16) и (17) позволяют определить область параметров, в которой вклад ПРИ (14) в наблюдаемое излучение будет основным. Заметим прежде всего, что выход ПРИ может быть существенным только в области достаточно высоких энергий излучающей частицы, когда выполняется условие, обратное (9). При этом вклад тормозного излучения подавляется эффектом плотности [3] в соответствии с выражением (16).

Для выделения ПРИ на фоне переходного излучения следует воспользоваться квазимонохроматичностью спектра ПРИ. Угловое распределение ПРИ и переходного излучения приблизительно одинаково, согласно (14) и (17), а ширина спектра ПРИ зависит от углового размера детектора излучения в соответствии с формулой (14). Поэтому в эксперименте необходимо использовать рентгеновский детектор с малым угловым размером  $\theta_d \ll \sqrt{|\chi_0|}$ , ось которого расположена вдоль направления максимума углового распределения (14). Пусть разрешение детектора  $\Delta\omega$  превышает естественную ширину линии ПРИ  $\delta\omega = \omega_b \theta_d \text{ctg} \frac{\varphi}{2}$  (см. формулу (14)). При этом из (14) следует оценка для среднего значения спектральной плотности ПРИ в максимуме

$$\left\langle \omega \frac{dN^{\text{ПРИ}}}{d\omega} \right\rangle \approx \frac{27e^2 \cdot \omega_0^2 \cdot L\theta_\alpha^2 \cdot \cos\varphi (1 + \cos^4 \varphi)}{4^5 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \Delta\omega} \quad (18)$$

При выводе (18) полагалось приближенно  $|\chi_{\bar{\theta}}| \approx |\chi_0|$  в соответствии с изложенным выше.

Оценим среднюю спектральную плотность переходного излучения (17) в окрестности брэгговской частоты. Разрешение рентгеновских детекторов  $\Delta\omega$  обычно имеет величину порядка сотен эВ, что превышает характерный масштаб осцилляции сечения переходного излучения (17) при толщинах мишени  $L$  порядка десятков мкм и  $\omega_b$  порядка единиц КэВ. С учетом этого обстоятельства из (17) следует оценка

$$\left\langle \omega \frac{dN^{\text{тз}}}{d\omega} \right\rangle \approx \frac{27e^2 \cdot g^2 \theta_d^2}{32\pi\omega_0^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (19)$$

Формулы (18) и (19) позволяют оценить важное для эксперимента отношение сигнал/фон, определяемое как

$$\sigma = \frac{\left\langle \omega \frac{dN^{\text{ПРИ}}}{d\omega} \right\rangle}{\left\langle \omega \frac{dN^{\text{tz}}}{d\omega} \right\rangle} \approx \frac{\omega_0^4 L}{10g^2 \Delta\omega}. \quad (20)$$

Например, в случае кристаллической мишени с параметрами  $\omega_0 \approx 50$  эВ,  $g \approx 2,5$  КэВ из (20) следует оценка  $\delta \approx 0,1$ . Таким образом, выделить ПРИ вперед в эксперименте с кристаллической мишенью затруднительно.

Ситуация может, однако, резко измениться при использовании мишени, представляющей собой одномерную слоистую структуру. Например, в случае структуры с толщиной слоев порядка 50 мкм (при этом величина  $g$  уменьшается примерно на порядок по сравнению с предыдущим примером) параметр  $\sigma$  достигает значений порядка 10. Следует однако иметь в виду, что уменьшение  $g$  приводит к снижению энергии излучаемых фотонов, при этом может оказаться принципиально важным влияние эффекта фотопоглощения, не учитываемого в данной работе.

### Заключение

Сформулируем кратко основные результаты проведенного в настоящей работе анализа.

1. В рамках динамической теории дифракции получены простые формулы, описывающие спектрально-угловое распределение ПРИ как в направлении брэгговского рассеяния, так и в направлении движения быстрой частицы.

2. Показано, что ПРИ в направлении брэгговского рассеяния определяется механизмом переходного рассеяния как в условиях кинематического, так и динамического рассеяния электромагнитного поля быстрой частицы на периодических неоднородностях среды.

3. Показано, что ПРИ в направлении движения быстрой частицы определяется черенковским механизмом излучения, обусловленным динамическим изменением показателя преломления среды.

4. Установлено, что вклад ПРИ в направлении движения частицы является малым по сравнению с вкладом переходного излучения в случае взаимодействия частицы с кристаллом. Однако та-

кой вклад может стать преобладающим в случае взаимодействия частицы со слоистой диэлектрической структурой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. ЖЭТФ.— 1972.— Т.34.— С.502.
2. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Итоги науки и техники. —М., 1992.— Т.4.— С.129.
3. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. —Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1969.
4. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. — М.: Наука, 1984.
5. Feranchuk I., Ivashin A., Physique J. 1985.— V.46.— P.1981.
6. Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. —М.: Наука, 1984.