

АНОМАЛЬНО МАЛЫЙ ВЫХОД ЖЕСТКИХ ФОТОНОВ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХБЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Р. О. АВАКЯН, А. А. АРМАГАНЯН, Л. Г. АРУТЮНЯН,
С. М. ДАРБИНЯН, Н. П. КАЛАШНИКОВ

Проводятся теоретическое и экспериментальное исследования ориентационной зависимости дифференциального сечения тормозного излучения жестких гамма-квантов от угла влета сверхбыстрых электронов в монокристалл. Предсказано и обнаружено сильное уменьшение выхода тормозных фотонов предельной энергии вблизи нулевого угла влета. Исследована угловая ширина рассмотренного минимума в сечении тормозного излучения.

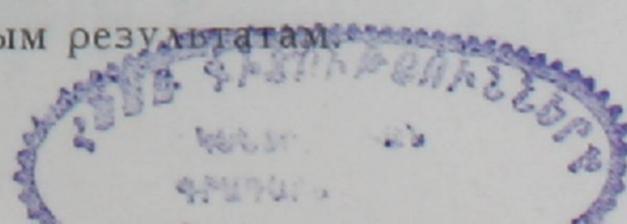
1. Введение

В последнее время интенсивно исследуется когерентное тормозное излучение релятивистских электронов в монокристаллах [1—4]. В отличие от сплошного спектра фотонов, излучаемого на аморфной мишени, тормозное излучение от монокристаллов имеет ряд дискретных квазимонохроматических пиков и обладает линейной поляризацией. Положение пиков существенно зависит от угла влета электронов в кристалл относительно одной из главных кристаллографических осей.

При исследовании тормозного излучения в монокристаллах эффективная длина $l \sim (q_{\parallel \min})^{-1}$ может значительно превысить расстояние между атомами кристаллической решетки. В этом случае все атомы, расположенные в эффективной области $l \sim \frac{2E_0}{mc^2} \frac{1-x}{x} = \delta^{-1}$ (E_0 — начальная энергия электрона, mc^2 — энергия покоя электрона, $x = \frac{\omega}{E_0}$ — относительная энергия излученного фотона), участвуют в процессе когерентно и интенсивность тормозного излучения в монокристалле возрастает по сравнению с аморфным телом пропорционально числу атомов кристалла, расположенных в эффективной области [1—5].

В зависимости от угла влета (угла между импульсом падающих частиц и кристаллографической осью) эффективная область тормозного излучения будет содержать различное число узлов решетки, что и приводит к появлению максимумов и минимумов в спектре тормозного излучения при изменении угла влета быстрых частиц в монокристалл.

Длина когерентности $l \sim \delta^{-1}$ существенна для малых энергий излученных фотонов и может достигать макроскопических размеров. Для $x \sim 1$, согласно теории возмущений, $l \sim \delta^{-1} < a$ и не должна наблюдаться существенная зависимость выхода фотонов от угла влета электронов в монокристалл. Однако выход за рамки теории возмущений с помощью эйконального приближения Шиффа [6] для рассмотрения тормозного излучения приводит к существенно новым результатам.



При рассмотрении упругого рассеяния на цепочке атомов было показано [7], что в теории возмущений эффективная длина определяется кинематическими факторами, что является следствием основного предположения теории возмущений о том, что на первый и на последующие атомы цепочки падает одинаковая плоская волна. На самом деле рассеяние на первом атоме изменяет падающий на последующие атомы поток частиц, и это обстоятельство приводит к существенному ослаблению рассеяния в результате дифракционного затенения. В этом случае сечение рассеяния записывается в виде произведения сечения рассеяния на одном изолированном атоме и числа атомов в эффективной области $\sim \frac{a}{Ze^2}$, так как атомы, расположенные на длине $\frac{a}{Ze^2}$, затеняют последующие атомы кристаллографической оси и рассеяние на них практически не происходит. При увеличении угла между направлением движения частицы и кристаллографической осью число атомов, попавших в область дифракционной тени, уменьшается, что приводит к возрастанию поперечного сечения.

Аналогичная ситуация имеет место в случае тормозного излучения жестких гамма-квантов. Излучение жесткого γ -кванта ($x \sim 1$) сопровождается рассеянием на большие (больше характеристического $\theta \gg \frac{1}{pR_{ат}}$) углы. Поэтому следует ожидать ориентационной зависимости интенсивности фотонов предельной энергии тормозного излучения от угла влета электронов в монокристалл.

2. Теория

Рассмотрим матричный элемент тормозного излучения релятивистского электрона в монокристалле

$$M_{i \rightarrow f} = - \frac{2\pi i e}{V 2\omega} \int \bar{\psi}_f^*(y) \mathbf{e} \hat{\alpha} e^{iky} \psi_i(y) d^4 y, \quad (1)$$

где $\hbar = c = 1$, $\psi_{i,f}$ — волновые функции электрона в начальном и конечном состояниях с учетом взаимодействия с атомами монокристалла, \mathbf{e} — единичный вектор поляризации излученного фотона с энергией ω , $\hat{\alpha}$ — матрицы Дирака. В (1) при описании взаимодействия заряженной частицы с атомами кристалла не используется теория возмущений, но взаимодействие с полем излучения рассматривается как возмущение, т. е. пренебрегается процессами одновременного испускания двух или более фотонов.

Волновые функции сверхбыстрого электрона в начальном и конечном состояниях удобно записать, используя эйкональное приближение [6]. В частности, следуя Шиффу [6], для ψ_i имеем

$$\psi_i(\mathbf{r}, t) = \exp \left\{ i \mathbf{p}_i \mathbf{r} - i E_i t - \frac{i}{\beta} \int_0^{\infty} U \left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}_i}{p_i} s \right) ds \right\} +$$

$$\begin{aligned}
& + \int (-4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^{-1} \exp \left\{ ip_l |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| - \frac{i}{\beta} \int_0^{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} U \left(\mathbf{r}' + \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} s \right) ds \right\} U(\mathbf{r}') \times \\
& \times \exp \left\{ i\mathbf{p}_l \mathbf{r}' - iE_l t - \frac{i}{\beta} \int_0^\infty U \left(\mathbf{r}' - \frac{\mathbf{p}_l}{p_l} s \right) ds \right\} d^3 \mathbf{r}', \quad (2)
\end{aligned}$$

где $U(\mathbf{r}) = \sum_a U_0(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a)$ и суммирование по \mathbf{R}_a ведется по всем узлам кристаллической решетки. Подстановка (2) и аналогичного выражения для $\psi_f^*(\mathbf{r}, t)$ в (1) позволяет вычислить матричный элемент тормозного излучения в явном виде.

В силу того, что характерные углы процесса рассеяния $\left(\frac{M}{E}\right)$, приводящего к излучению, значительно больше характерных углов упругого рассеяния $\left(\frac{\chi}{p}\right)$, то результативно матричный элемент тормозного излучения сводится к обычному матричному элементу второго порядка теории возмущений, умноженному на эйкональные фазовые множители, соответствующие изменению фазы частицы в начальном, промежуточном виртуальном и конечном состояниях. Однако в рассматриваемом случае излучения фотонов предельной энергии ($\chi \sim 1$) эффективная длина тормозного излучения мала. Поэтому изменениями фазы волновых функций в промежуточном виртуальном и конечном состояниях можно пренебречь. Другими словами, электрон только в начальном состоянии движется почти параллельно кристаллографической оси, и взаимодействие электрона с атомами кристалла, расположенными вдоль этой оси, приводит к существенному изменению волновой функции начального состояния.

Таким образом, используя вышесказанное, для поперечного сечения тормозного излучения при малых углах влета относительно кристаллографической оси получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{2}{\pi} e^2 \frac{d\omega}{E_l^2} \int q_\perp^2 d^2 \mathbf{q}_\perp \int dq_\parallel q_\parallel^{-2} |F(\mathbf{q})|^2 \times \\
& \times \left(1 + \frac{\omega \delta}{m^2} - \frac{2\delta}{q_\parallel} + \frac{2\delta^2}{q_\parallel^2} \right), \quad (3)
\end{aligned}$$

где $\delta = \frac{m^2 \chi}{2E_l(1-\chi)}$ — минимальный продольный передаваемый импульс,

а $F(\mathbf{q})$ определяется соотношением [7, 8]

$$\begin{aligned}
F(\mathbf{q}) &= - \frac{2Ze^2}{\beta} \int d^2 \rho K_0(\rho \sqrt{q_\parallel^2 + \chi^2}) e^{-i\mathbf{q}_\perp \rho} \times \\
& \times \sum_{n=0}^{N-1} e^{-i\mathbf{q}_\perp \xi_n - i q_\parallel X_n} \exp \left\{ -2 \frac{Ze^2}{\beta} i \sum_{m=0}^n K_0(\chi |\rho + \xi_m + \psi X_m|) \right\}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где X_n — координата n -ого атома в цепочке, ξ_n — поперечное тепловое смещение n -ого атома относительно положения равновесия, $K_0(x)$ — функция Макдональда; начальный импульс \mathbf{p}_i составляет малый угол ψ с кристаллографической осью OX , т. е.

$$\mathbf{p}_i = p_i \mathbf{n}_x + p_i \psi, \quad (5)$$

\mathbf{n}_x — единичный вектор вдоль кристаллографической оси OX , $p_i \psi$ — поперечная составляющая импульса \mathbf{p}_i .

В рассматриваемой ситуации рассеяние происходит с большой передачей импульса, поэтому рассеяние на различных кристаллографических цепочках, параллельных оси OX , происходит независимо. Следовательно, излучение предельно жестких гамма-квантов можно исследовать на одной изолированной цепочке атомов, а окончательное выражение для дифференциального эффективного сечения тормозного излучения умножить на число атомов в плоскости YOZ (перпендикулярной оси OX). Следует отметить, что при наличии угловой расходимости падающего пучка электронов необходимо усреднить (4) по углу ψ .

Исследуем зависимость величины $F(\mathbf{q})$ от угла ψ . Так как эффективные прицельные параметры в процессе тормозного излучения жестких квантов малы ($\rho_{\text{эфф}} \ll 1$), то разлагая функцию Макдональда в ряд по ρ [9] и удерживая в экспоненте наиболее существенные члены, в результате интегрирования получаем

$$|F(\mathbf{q})|^2 = |F_{\text{теор. возм.}}(\mathbf{q})|^2 \left\{ \frac{\pi\beta}{2NZe^2} + \right. \\ \left. + (\mathbf{q}^2 + \kappa^2)^2 \left[\left(\mathbf{q}_{\perp} - 2 \frac{Ze^2}{\beta a} \frac{\psi}{\psi^2} \ln \frac{2q}{\gamma \kappa} \right)^2 + \kappa^2 + 4 \frac{Z^2 e^4}{\beta^2 a^2} \psi^{-2} \ln^2 \frac{2q}{\gamma \kappa} \right]^{-2} \right\}, \quad (6)$$

где $\ln \gamma = C \simeq 0,577$ — постоянная Эйлера; при вычислении (6) предполагалось, что $\mathbf{q}^2 \bar{u}^2 \ll 1$, где \bar{u}^2 — средний квадрат поперечного теплового смещения атомов в решетке.

Подставив (6) в (3) и проинтегрировав по передаваемым импульсам, приходим к следующему выражению для дифференциального сечения тормозного излучения в монокристалле:

$$d\sigma_{\text{торм.}} = d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \left\{ \frac{\pi\beta}{2NZe^2} + \frac{1 + 2 \left(\frac{2Ze^2}{\beta am} \psi^{-1} \ln \frac{2m}{\gamma \kappa} \right)^2}{\left[1 + 4 \left(\frac{2Ze^2}{\beta am} \psi^{-1} \ln \frac{2m}{\gamma \kappa} \right)^4 \right]^{3/2}} \right\}. \quad (7)$$

Из полученного выражения (7) непосредственно видно, что выход за рамки теории возмущений приводит к появлению ориентационной зависимости от угла влета в дифференциальном сечении тормозного излучения жестких квантов. Вблизи нулевого угла ($\psi \rightarrow 0$) из (7) следует сильное уменьшение выхода тормозных фотонов:

$$d\sigma_{\text{торм.}}(\psi = 0) = d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \frac{\pi\beta}{2NZe^2}. \quad (8)$$

Однако необходимо подчеркнуть, что учет многократного рассеяния первичного пучка электронов приводит к некоторому увеличению выхода тормозных фотонов вдоль кристаллографической оси по сравнению с (8):

$$d\sigma_{\text{торм.}}(\psi = 0) = d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \left\{ \frac{\overline{\theta_L^2}}{Z^2 e^4 \ln^2 \frac{2m}{\gamma x}} \right\}^2, \quad (9)$$

где $\overline{\theta_L^2}$ — средний квадрат угла многократного рассеяния в кристалле толщины L .

Характерный угловой размер минимума в спектре тормозного излучения определяется величиной

$$\psi_0 = \frac{2Ze^2}{\beta am} \ln \frac{2m}{\gamma x}, \quad (10)$$

которая для алмаза равняется 0,4 мрад.

При $\psi < \psi_0$

$$d\sigma_{\text{торм.}} \simeq d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \frac{1}{4} \left(\frac{\psi}{\psi_0} \right)^4, \quad (11)$$

а при $\psi \gg \psi_0$

$$d\sigma_{\text{торм.}} \simeq d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})} \left(1 + 2 \left(\frac{\psi_0}{\psi} \right)^2 \right). \quad (12)$$

Анализ выражения (7) показывает, что при $\psi \simeq 0,75$ мрад сечение тормозного излучения сравнивается с выражением, полученным в рамках теории возмущений. При $\psi \simeq 1,1$ мрад в сечении имеется максимум

$$d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{max})} \simeq 1,14 d\sigma_{\text{торм.}}^{(\text{теор. возм.})}. \quad (13)$$

При дальнейшем увеличении угла влета ($\psi \gg \psi_0$) дифференциальное сечение тормозного излучения жестких фотонов определяется выражением, вычисленным по теории возмущений (12).

3. Эксперимент

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование зависимости интенсивности фотонов предельной энергии ($x=0,973$) тормозного излучения от угла влета электронов в кристалл. Исследования проводились на внутреннем пучке электронов с энергией 4,5 Гэв Ереванского ускорителя. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Электронный пучок направляется на алмазную пластинку с размерами $0,1 \times 1 \times 5$ мм³, широкая грань которой перпендикулярна оси [001]. Мишень была вмонтирована в гониометрическую систему Γ_1 , способную дистанционно поворачивать кристалл в двух взаимно перпендикулярных направлениях с точностью 0,04 мрад. Пучок тормозных γ -квантов очищался от заряженных

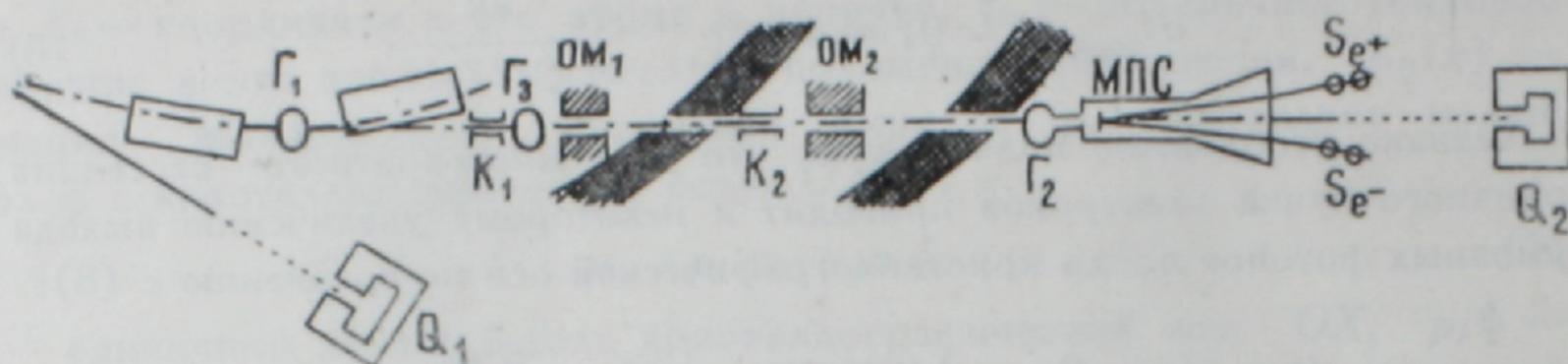


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Q_1 , Q_2 — квантометры Вильсона, МПС — магнит парного γ -спектрометра, S_{e^+} , S_{e^-} — сцинтилляционные счетчики, OM_1 , OM_2 — очищающие магниты, Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 — гониометрические системы.

частиц двумя очищающими магнитами OM_1 , OM_2 , коллимировался в пределах угла $\pm 0,16$ мрад. Для нахождения нулевого угла (импульс электрона параллелен оси кристалла $[001]$) использовалась зависимость интегральной интенсивности от угла влета электронов в кристалл, которая измерялась с помощью квантометра Q_2 . В эксперименте парным γ -спектрометром измерялось число электронно-позитронных пар, соответствующих энергии γ -квантов $4,38$ Гэв, в зависимости от угла влета в кристалл. Энергия измерялась с точностью $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 1,2\%$. Мониторинг проводился с помощью квантометра Q_1 , установленного на специальном мониторинговом канале.

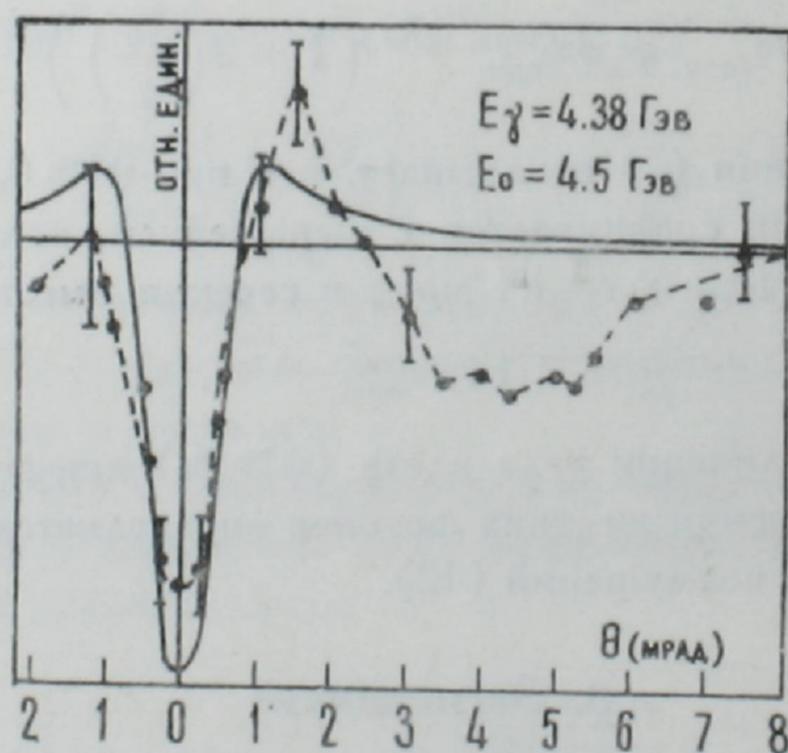


Рис. 2. Выход тормозных γ -квантов с энергией $4,38$ Гэв от электронов с энергией $4,5$ Гэв на кристалле алмаза в зависимости от угла влета электронов относительно оси $[001]$. Импульс электрона лежит в плоскости (100) . Сплошная кривая рассчитана по формуле (7), пунктирная кривая — результаты экспериментальных измерений, прямая линия соответствует расчетам по теории возмущений [1—5].

На рис. 2 приведены результаты измерений (пунктирная кривая). Как видно из рисунка, наблюдается сильное уменьшение выхода жестких тормозных фотонов предельной энергии вблизи нулевого угла. Наблюдаемый эффект в пределах экспериментальных ошибок согласуется с теоретическим

выражением (7) (сплошная кривая), однако теоретическое значение дифференциального сечения тормозного излучения в минимуме (9) меньше экспериментального. Указанное обстоятельство связано с тем, что при теоретическом анализе не учитывалась начальная расходимость электронного пучка, а также тепловые колебания атомов решетки.

Ереванский физический институт
Московский инженерно-физический
институт

Поступила 4.III.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Тер-Микаелян. ЖЭТФ, 25, 296 (1953).
2. В. Ferretti. Nuovo Cim., 7, 118 (1950).
3. Н. Überall. Phys. Rev., 103, 1055 (1956).
4. G. Diambri. Rev. Mod. Phys., 40, 611 (1968).
5. Н. П. Калашников. ФТТ, 5, 1924 (1963).
6. L. I. Schiff. Phys. Rev., 103, 443 (1956).
7. Н. П. Калашников, Э. А. Коптелов. ФТТ, 15, 1663 (1973).
8. Н. П. Калашников. ЖЭТФ, 64, 1425 (1973).
9. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Физматгиз, М., 1962.

ԳԵՐԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՇՏ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՉԱՓԱԶԱՆՑ ՓՈՔՐ ԵԼՔԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Ն. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄԱԳԱՆՅԱՆ, Լ. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ, Ն. Պ. ԿԱԼԱՇՆԻԿՈՎ

Կատարված են էքսպերիմենտալ և տեսական հետազոտություններ միարյուրեղներում գերարագ էլեկտրոնների արգելակման ճառագայթման կոշտ ֆոտոնների դիֆերենցիալ կտրվածքի մոտքի անկյունից ունեցած օրինատացիոն կախման վերաբերյալ: Կանխագուշակված ու հայտնաբերված է սահմանային էներգիայի արգելակման ֆոտոնների ելքի զգալի նվազում մոտքի գերոյական անկյան մոտակայքում: Հետազոտված է արգելակման ճառագայթման կտրվածքում հայտնաբերված մինիմումի անկյունային լայնությունը:

ANOMALOUSLY SMALL YIELD OF HARD BREMSSTRAHLUNG PHOTONS FROM SUPERFAST ELECTRONS IN CRYSTALS

R. O. AVAKYAN, A. A. ARMAGANYAN, L. G. HARUTYUNYAN,
S. M. DARBINYAN, N. P. KALASHNIKOV

The orientational dependence of the differential cross section of hard bremsstrahlung photons on the angle of incidence of superfast electrons in monocrystal is studied theoretically and experimentally. Strong reduction in the yield of bremsstrahlung photons of limiting energy is predicted and observed in the vicinity of the zero angle of incidence. The angular width of this minimum in bremsstrahlung cross section is investigated.