

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.122

КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИЕ И ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ γ-КВАНТЫ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян

1. ВВЕДЕНИЕ

В данном обзоре излагаются методы получения квазимонохроматических и поляризованных γ -квантов высокой энергии. Эти методы были предложены и интенсивно начали развиваться в последнее время, и в литературе отсутствует систематическое их изложение. Несомненно, что наличие квазимонохроматических и поляризованных пучков γ -квантов высокой энергии позволит решить ряд новых задач. Например, уже предложены эксперименты^{27, 41} по фоторождению пионов поляризованными γ -квантами. Результаты этих экспериментов могут дать сведения о характере $\pi\pi$ -взаимодействия, вкладах различных состояний при фоторождении и о применимости дисперсионных соотношений.

Основным методом получения γ -квантов является торможение электронов в веществе. Серьезным неудобством, возникающим при генерации γ -квантов в процессе тормозного излучения в аморфном веществе, является вид их энергетического спектра. Спектр тормозного излучения является сплошным, и это обстоятельство приводит к затруднениям всякий раз, когда в процессе исследований необходимо выделить реакции, вызываемые γ -квантами определенной энергии. В частности, в области высоких энергий при изучении фоторождения элементарных частиц такая неопределенность часто не позволяет выделить нужную реакцию. Разумеется, подобные трудности характерны для экспериментов с γ -квантами и меньших энергий, однако в дальнейшем затрагиваются только вопросы, связанные с получением γ -квантов высоких энергий.

Другим, пожалуй, даже более серьезным ограничением при исследовании широкого круга физических процессов является то, что пучки γ -квантов, образующихся при торможении электронов в аморфном веществе, не обладают, вообще говоря, какой-либо выделенной поляризацией. Впрочем, следует отметить, что отбор γ -квантов, идущих под определенными азимутальными углами относительно направления движения электронов, может привести к наличию у них некоторой степени поляризации³⁸, однако такое решение проблемы связано с затруднениями, практически неразрешимыми при высоких энергиях. Иные методы получения частично поляризованных γ -квантов (см., например,⁴⁰) неприменимы при высоких энергиях.

В последние годы выявились возможности получения пучков квазимонохроматических и поляризованных γ -квантов высокой энергии. Эти возможности связаны со своеобразными особенностями тормозного

излучения и образования электронно-позитронных пар в кристаллах, с одной стороны, и при рассеянии света на релятивистских электронах, — с другой. В обзоре обсуждаются эти два наиболее перспективных метода образования квазимонохроматических и поляризованных γ -квантов. Следует отметить, что экспериментально уже получены такие пучки γ -квантов с помощью тормозного излучения быстрых электронов в кристаллах. Экспериментам предшествовал ряд теоретических работ, в которых были предсказаны и рассчитаны эффекты, возникающие при прохождении электронов и γ -квантов высокой энергии через кристаллы.

В 1935 г. Вильямсом⁴⁸ было указано, что при прохождении быстрых электронов через кристаллы должны возникать интерференционные эффекты, которые приведут к отклонению вида спектра тормозного излучения от бете-гайтлеровского, справедливого в случае излучения на одиночном ядре. Качественные особенности эффекта когерентного излучения при последовательном столкновении с атомами кристаллической решетки были выявлены Феррети²¹. В частности, им было показано, что положение максимумов и минимумов интенсивности тормозного излучения в кристалле должно зависеть от направления движения электронов относительно оси кристалла и интерференционный эффект увеличивается с ростом энергии электронов. Первый количественный расчет тормозного излучения в кристаллах, с учетом тепловых колебаний атомов решетки и экранирования, был выполнен методом эквивалентных фотонов Тер-Микаеляном³⁹. Перселл оценил влияние структуры кристалла на сечение образования электронно-позитронных пар γ -квантами высокой энергии. Последовательный расчет интерференционного излучения в кристаллах, выполненный в борновском приближении Убераллом⁴⁴, представлен в форме, наиболее удобной для сравнения с экспериментом. Им также была выявлена и рассчитана⁴⁵⁻⁴⁷ поляризация γ -квантов, возникающая при когерентном тормозном излучении в кристаллах.

Основные экспериментальные результаты, относящиеся к особенностям тормозного излучения и образования пар в кристаллах, были получены на электронном ускорителе во Фраскати⁶⁻¹³, причем была показана необходимость более строгого учета кристаллической структуры, чем это было сделано в предшествующих работах. Интересные возможности использования кристаллов для получения и анализа поляризованных γ -квантов были выявлены в работах¹⁴⁻¹⁷.

Идея нового метода получения квазимонохроматических и поляризованных γ -квантов при рассеянии света на релятивистских электронах была предложена авторами обзора^{4, 5, 26}. Возможность получения линейно-поляризованных γ -квантов в этом же процессе была выявлена также Мильберном²⁹⁻³⁰. Было показано, что образующиеся таким образом γ -кванты имеют энергетический спектр, существенно отличающийся от спектра тормозного излучения, и что при определенных условиях могут быть получены монохроматические γ -кванты заметной интенсивности. Также было указано, что генерируемые в этом процессе γ -кванты будут обладать высокой степенью поляризации. Подробный расчет степени линейной и циркулярной поляризации фотонов, возникающих при столкновении электронов со «световой мишенью», приведен в работе³.

В работе¹ была показана возможность получения поляризованных электронов высокой энергии в том же процессе рассеяния света на релятивистских электронах. Эти поляризованные электроны могут быть использованы в свою очередь при торможении их в веществе для получения поляризованных γ -квантов. Своеобразные эффекты, которые могут иметь место при образовании γ -квантов в процессе рассеяния света весьма высокой интенсивности на движущемся электроном, были выявлены в²⁵.

II. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОБРАЗОВАНИЕ ПАР В КРИСТАЛЛАХ

§ 1. Качественное рассмотрение интерференционных явлений в кристаллах

Качественно причину возникновения интерференционных квантов тормозного излучения, образующихся при прохождении быстрых электронов через кристаллы, легко понять из следующего элементарного рассмотрения. Пусть электрон с энергией \mathcal{E}_1 пролетает через цепочку атомов

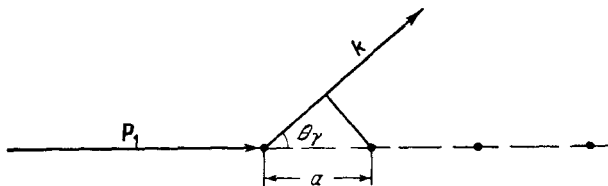


Рис. 1. К выводу условия когерентного суммирования.

кристалла с постоянной решеткой a (рис. 1). Условие когерентного суммирования излучения с частотой ω , испускаемого под углом θ_γ , от последовательных атомов может быть записано в следующем виде:

$$\frac{a}{v_2} - \frac{a \cos \theta_\gamma}{c} = \pm \frac{2\pi}{\omega}, \tag{2,1}$$

где v_2 — скорость электрона после излучения γ -кванта, c — скорость света. Энергия γ -кванта $K = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$, где \mathcal{E}_2 — энергия электрона после излучения.

Учитывая, что в случае тормозного излучения быстрых электронов $\theta_\gamma \approx \frac{mc^2}{\mathcal{E}_1}$, из (2,1) получим

$$\frac{K}{\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2} \left(\frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} + \frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} \right) = \frac{2\pi}{a^*}, \tag{2,2}$$

где a^* — постоянная решетки, выраженная в единицах комптоновской длины волны электрона; энергии даны в единицах энергии покоя электрона. Отсюда следует, что подобные явления могут иметь место только при достаточно высоких значениях энергий электронов. Например, для кристалла меди ($a^* = 3,61 \text{ \AA}$) при $K = 0,5 \mathcal{E}_1$ получим, что $\mathcal{E}_1 \approx 75 \text{ Мэв}$. Из условия (2,2) вытекает также, что может иметь место и интерференция более высокого порядка при больших значениях K . Следует ожидать, таким образом, что при достаточно высоких энергиях электронов на фоне энергетического спектра обычного тормозного излучения будут наблюдаться интерференционные максимумы и минимумы с величиной, убывающей с возрастанием K .

Максимальная длина L , на которой сохраняется когерентность излучения, будет

$$L \sim \lambda \mathcal{E}_1^2, \tag{2,3}$$

где $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$. При $L > a$ это может привести к тому, что когерентно будут излучать несколько атомов, причем число таких атомов для $K \approx \mathcal{E}_1$ будет равно

$$n_0 \approx \frac{2\pi}{a^*} \mathcal{E}_1, \tag{2,4}$$

что, например, в случае того же кристалла меди ($2\pi/a^* = 6,72 \cdot 10^{-3}$) при $\mathcal{E}_1 = 10^3$ дает $n_0 \approx 7$. Это означает, что сечение тормозного излучения для

указанных значений K на такой группе атомов возрастает в такое же число раз. Разумеется, такая оценка справедлива лишь по порядку величины, ибо ряд факторов, появляющихся при корректном рассмотрении, таких, как более строгий учет той же интерференции, наличие тепловых колебаний атомов в решетке, экранирование, могут заметно уменьшить интенсивность излучения по сравнению с приведенной оценкой.

Аналогичный качественный анализ можно также провести при рассмотрении процесса тормозного излучения на атомах кристалла в импульсном пространстве. При таком рассмотрении появление интерференции можно понять из того факта, что величина продольного импульса, передаваемого ядру, сравнивается с обратной постоянной решетки. Поскольку матричные элементы тормозного излучения и образования электронно-позитронных пар одинаковы, следует ожидать подобных эффектов также при образовании пар в кристаллах. В этом случае законы сохранения импульса и энергии имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{q} &= \mathbf{K} - \mathbf{P}_+ - \mathbf{P}_-, \\ K &= \mathcal{E}_+ + \mathcal{E}_-, \end{aligned} \right\} \quad (2,5)$$

где \mathbf{q} , \mathbf{K} , \mathbf{P}_+ и \mathbf{P}_- — импульсы ядра отдачи, фотона, позитрона и электрона соответственно, \mathcal{E}_+ и \mathcal{E}_- — энергии позитрона и электрона. Закон сохранения импульса запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} q_{||} &= K - P_+ \cos \theta_+ - P_- \cos \theta_-, \\ q_{\perp}^2 &= P_+^2 \sin^2 \theta_+ + P_-^2 \sin^2 \theta_- - 2P_+ \sin \theta_+ P_- \sin \theta_- \cos \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (2,6)$$

где $q_{||}$ и q_{\perp} — составляющие импульса, передаваемые ядру вдоль направления движения фотона и в поперечной к этому направлению плоскости соответственно, θ_+ и θ_- — углы испускания позитрона и электрона относительно направления фотона, φ — азимутальный угол. Учитывая, что для γ -квантов высокой энергии $\theta_{\pm} \sim \mathcal{E}_{\pm}^{-1}$, получим

$$q_{\perp} \sim 1, \quad q_{||} \sim 2\delta, \quad (2,7)$$

где

$$\delta = K - P_+ - P_- \approx \frac{K}{2\mathcal{E}_+ \mathcal{E}_-} \quad (2,8)$$

— минимальный передаваемый импульс. Для $\mathcal{E}_{\pm} = 1/2 K \delta$ порядка $1/K$. Таким образом, q_{\perp} будет принимать значения от δ до 1, а $q_{||}$ будет всегда порядка δ . Это означает, что импульсы, передаваемые ядру, будут лежать в пределах тонкого диска толщиной δ , с радиусом порядка 1 и с центром, смещенным относительно начала импульсных координат на величину δ . При вычислении сечения образования пар интегрирование по импульсам отдачи сведется, таким образом, к интегрированию по объему этого диска. Отсюда следует, что при достаточно высоких энергиях, когда толщина диска достаточно мала, вклад в сечение будут давать различные числа точек в зависимости от величины угла θ между направлением влета γ -кванта и осью кристалла. Поэтому можно ожидать изменения сечения тормозного излучения и образования пар с углом θ из-за интерференционных явлений, которые наступают при условии, что толщина диска становится сравнимой с обратной постоянной решетки кристалла $\frac{2\pi}{a^*}$, т. е.

$$\frac{K}{2\mathcal{E}_+ \mathcal{E}_-} \lesssim \frac{2\pi}{a^*}. \quad (2,9)$$

Это условие эквивалентно соотношению (2,2) для случая тормозного излучения.

§ 2. Теория

При рассмотрении в борновском приближении процессов тормозного излучения и образования пар фурье-компонента электростатического поля ядра $V(\mathbf{q})$ записывается в известном виде

$$V(\mathbf{q}) = \int V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\tau. \quad (2,10)$$

В случае кристалла $V(\mathbf{r})$ заменяется на

$$V_{\text{кр}} = \sum_{\mathbf{L}} V(\mathbf{r} + \mathbf{L}), \quad (2,11)$$

где $V(\mathbf{r} + \mathbf{L})$ — потенциал одного атома, а \mathbf{L} — вектор решетки. Подставляя $V_{\text{кр}}$ в (2,10), получим выражение для фурье-компоненты в случае кристалла

$$V_{\text{кр}}(\mathbf{q}) = \sum_{\mathbf{L}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{L}) \int V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\tau, \quad (2,12)$$

которое приводит к появлению в выражении для сечения тормозного излучения и образования электронно-позитронных пар дополнительного множителя

$$\left| \sum_{\mathbf{L}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{L}) \right|^2. \quad (2,13)$$

Этот множитель и приводит к отличию тормозного излучения и образования пар в кристаллах от аналогичных процессов в аморфном веществе. Он подобен фактору Лауэ — Брэгга при дифракции рентгеновских лучей и для макроскопического кристалла может быть представлен в хорошем приближении в виде

$$\frac{(2\pi)^3}{a^*{}^3} N \sum_{\mathbf{g}} |F|^2 \delta(\mathbf{q} - 2\pi\mathbf{g}), \quad (2,14)$$

где \mathbf{g} — обратный вектор решетки, N — полное число атомов в кристалле $|F|^2$ — структурный фактор кристалла. Его значение зависит от типа кристалла; в случае простой кубической решетки он равен 1. Таким образом, квадрат фурье-компоненты поля кристалла, который пропорционален сечению, запишется в виде

$$[V_{\text{кр}}(\mathbf{q})]^2 = [V(\mathbf{q})]^2 \frac{(2\pi)^3}{a^*{}^3} N \sum_{\mathbf{g}} |F|^2 \delta(\mathbf{q} - 2\pi\mathbf{g}), \quad (2,15)$$

откуда следует, что $V_{\text{кр}}(\mathbf{q})$ отлично от нуля только при условии $\mathbf{q} = 2\pi\mathbf{g}$, т. е. импульс отдачи ядра должен совпадать с одной из точек кристалла в импульсном пространстве.

Убералл⁴⁴ вычислил сечение тормозного излучения и образования пар в кристалле с учетом экранирования и тепловых колебаний атомов решетки, что приводит к замене (2,12) на

$$\left| \sum_{\mathbf{L}} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{L} + \mathbf{U}_L)] \right|^2, \quad (2,16)$$

где \mathbf{U}_L — тепловое смещение атомов решетки, которое, изменяя фазу фактора Лауэ — Брэгга, приводит к частичному подавлению интерференции. \mathbf{U}_L может быть выражено через нормальные координаты решетки,

и тогда усреднение (2,16) по распределению этих координат при данной температуре T приводит к следующему выражению:

$$\exp(-Aq^2) \left| \sum_{\mathbf{L}} \exp(i\mathbf{qL}) \right|^2 + N [1 - \exp(-Aq^2)], \quad (2,17)$$

где

$$A = \frac{3m^2c^2}{4MK\Theta} \left[1 + 4 \frac{T}{\Theta} \Phi \left(\frac{\Theta}{T} \right) \right],$$

$\Phi(\Theta/T)$ — функция, протабулированная Дебаем²⁰, Θ — дебаевская температура, M — масса ядра. Таким образом, учет тепловых колебаний решетки приводит к уменьшению интерференционного фактора (2,13) и появлению дополнительного множителя, не имеющего отношения к интерференции. В табл. I приводятся некоторые постоянные для кристаллов алмаза, меди и платины.

Таблица I

Некоторые постоянные для кристаллов алмаза, меди, платины

Элемент	Z	θ	$\frac{M}{m}$	$a, \text{ \AA}$	$A(0)$	$\frac{A(77)}{A(0)}$	$\frac{A(293)}{A(0)}$
Алмаз	6	1860	12,07	3,56	108,4	1,0135	1,1916
Медь	29	315	63,57	3,61	121,1	1,3745	
Платина . . .	78	225	195,23	3,92	55,2	1,6735	

Полное сечение рассматриваемых процессов окончательно можно представить в виде суммы

$$\sigma^{\text{п}} = \sigma^{\text{а}} + \sigma^{\text{н}},$$

где $\sigma^{\text{а}}$ соответствует сечению в аморфном веществе, а $\sigma^{\text{н}}$ — представляет интерференционную часть сечения, возникающего из-за кристаллической структуры.

Для тормозного излучения:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\text{T}}^{\text{а}} &= N\alpha Z^2 r_0^2 \frac{dK}{K\mathcal{E}_1^2} [(\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2) \psi_1^{\text{а}}(\delta) - \frac{2}{3} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \psi_2^{\text{а}}(\delta)], \\ \sigma_{\text{T}}^{\text{н}} &= N\alpha Z^2 r_0^2 \frac{dK}{K\mathcal{E}_1^2} [(\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2) \psi_1^{\text{н}}(\delta, \theta) - \frac{2}{3} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \psi_2^{\text{н}}(\delta, \theta)]. \end{aligned} \right\} \quad (2,18)$$

Для образования пар:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{\text{п}}^{\text{а}} &= N\alpha Z^2 r_0^2 \frac{d\mathcal{E}_+}{K^3} \left[(\mathcal{E}_+^2 + \mathcal{E}_-^2) \psi_1^{\text{а}}(\delta) + \frac{2}{3} \mathcal{E}_+ \mathcal{E}_- \psi_2^{\text{а}}(\delta) \right], \\ \sigma_{\text{п}}^{\text{н}} &= N\alpha Z^2 r_0^2 \frac{d\mathcal{E}}{K^3} \left[(\mathcal{E}_+^2 + \mathcal{E}_-^2) \psi_1^{\text{н}}(\delta, \theta) + \frac{2}{3} \mathcal{E}_+ \mathcal{E}_- \psi_2^{\text{н}}(\delta, \theta) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2,19)$$

Функции $\psi_{1,2}^{\text{а,н}}(\delta)$ приводятся Убераллом⁴⁴ в виде

$$\left. \begin{aligned} \psi_1^{\text{а}}(\delta) &= 4 + 4 \int_{\delta}^1 [1 - \exp(-Aq^2)] (q - \delta)^2 [1 - F(q)]^2 \frac{dq}{q^3}, \\ \psi_2^{\text{а}}(\delta) &= \frac{10}{3} + 4 \int_{\delta}^1 [1 - \exp(-Aq^2)] \left(q^3 - 6q\delta^2 \ln \frac{q}{\delta} + \right. \\ &\quad \left. + 3\delta^2 q - 4\delta^3 \right) [1 - F(q)]^2 \frac{dq}{q^4}, \end{aligned} \right\} \quad (2,20)$$

где $F(q)$ — атомный фактор, учитывающий экранирование:

$$F(q) = \frac{1}{1 + (111qZ^{-1/3})^2};$$

они отличаются от соответствующих функций Бете — Гайтлера множителем $1 - \exp(-Aq^2)$, возникающим благодаря дебай — валеровскому температурному фактору $\exp(-Aq^2)$, что приводит к их уменьшению на $10 \div 20\%$.

Функции $\psi_{1,2}^n(\delta, \theta)$ имеют вид ⁸

$$\left. \begin{aligned} \psi_1^n(\delta, \theta) &= \frac{(2\pi)^2}{a^{*3}} 4\delta \sum_g |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} + g^2)} \frac{g^2}{g^2 \theta^2}, \\ \psi_2^n(\delta, \theta) &= \frac{(2\pi)^2}{a^{*3}} 24\delta^2 \sum_g |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} + g^2)} \frac{g^2}{g^2 \theta^4} \delta_+(g_2 \theta - \delta), \end{aligned} \right\} (2,21)$$

где $|F|^2$ — структурный фактор Лауэ — Брэгга, $g_2 = gb_2$ (рис. 2) и $\beta = 111Z^{-1/3}$.

Заметим, что функции $\psi_{1,2}^n(\delta, \theta)$ были получены еще в первой работе Убералла ⁴⁴, но в приближении, при котором допущено непрерывное распределение точек по плоскостям решетки кристалла. Это позволило ему

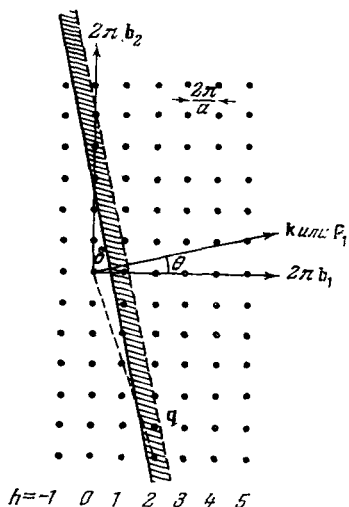


Рис. 2. b_i — обратные векторы решетки, $|b_i| = 1/a^*$.

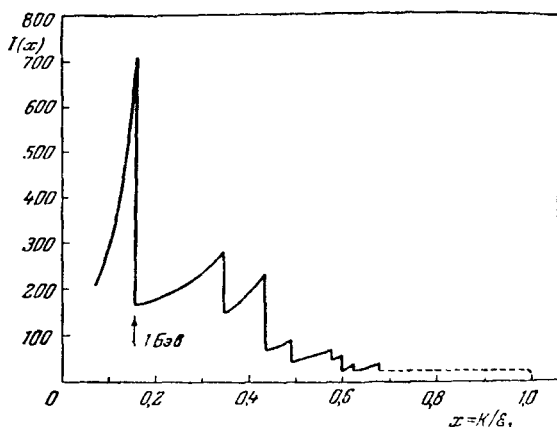


Рис. 3. Спектр тормозного излучения электронов с энергией 6 Бэв в кристалле алмаза при $\theta = 1,24$ мрад.

Ось кристалла (110) (001). Интенсивность излучения $I(x)$ отложена по оси ординат в произвольных единицах.

суммирование по этим точкам заменить интегрированием по импульсам отдачи.

Однако группой Диамбрини ⁸ было впоследствии отмечено, что такое упрощение задачи приводит к неточным результатам. В силу того, что импульсы отдачи при тормозном излучении в кристалле принимают, как уже отмечалось выше, значения, равные обратной постоянной решетки, должно производиться именно суммирование по этим дискретным значениям импульса. Функции $\psi_{1,2}^n(\delta, \theta)$ (2,21), выраженные в виде такой

суммы, приводятся из работы ⁸, и в таком же виде они используются в более поздней работе Убералла ⁴⁶.

Теоретические кривые интенсивности тормозного излучения в кристалле алмаза, вычисленные авторами ¹⁸ для электронов с энергией 6 Бэв при различных углах θ между направлением движения электрона и осью кристалла (110) (001), приводятся на рис. 3 и 4. Наблюдаются резкие пики в разных областях спектра тормозного излучения, причем положение пиков зависит от значения угла θ . С увеличением угла θ пик сдвигается в область больших энергий фотонов, но при этом его величина заметно уменьшается. Положение интерференционного максимума первого порядка в спектре тормозного излучения в кристалле связано с углом θ соотношением

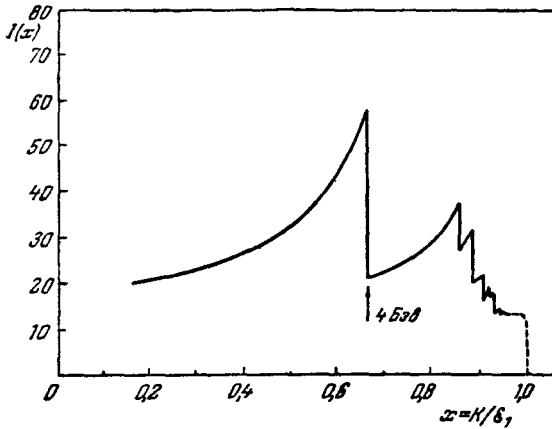


Рис. 4. Спектр тормозного излучения электронов с энергией 6 Бэв в кристалле алмаза при $\theta = 12,43$ мрад.

пики в разных областях спектра тормозного излучения, причем положение пиков зависит от значения угла θ . С увеличением угла θ пик сдвигается в область больших энергий фотонов, но при этом его величина заметно уменьшается. Положение интерференционного максимума первого порядка в спектре тормозного излучения в кристалле связано с углом θ соотношением

$$\theta = \frac{x}{2\epsilon_1(1-x)} \frac{a^*}{2\pi}, \quad (2,22)$$

где $x = \frac{K}{\epsilon_1}$.

Относительная ширина этих максимумов $\Delta K/K \approx 25 \div 30\%$, и выбросы пиков над соответствующим значением спектра тормозного излучения, по Бете — Гайлеру, изменяются в 30 ÷ 40 раз для $K=1$ Бэв и до 3 ÷ 4 раз для $K=4$ Бэв.

§ 3. Поляризация излучения

При тормозном излучении электрона высокой энергии γ -кванты испускаются преимущественно в состоянии линейной поляризации, лежащей в плоскости, определяемой направлением движения этого электрона и импульсом ядра отдачи. В аморфном веществе задача полностью симметрична относительно направления движения электрона, и поляризация γ -квантов, усредненная по азимуту, отсутствует. В случае кристалла импульс отдачи ядра должен совпадать с вектором обратной решетки, и поэтому имеется выделенная плоскость, определенная направлением движения электрона и осью кристаллической решетки (\mathbf{P} , \mathbf{a}_1), что приводит к несимметричности процесса относительно направления движения электрона и появлению поляризации излучения. Поляризация γ -квантов тормозного излучения в кристалле впервые была рассчитана Убераллом ^{45, 46}.

Степень поляризации определяется как

$$P = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}, \quad (2,23)$$

где σ_{\perp} и σ_{\parallel} — сечения образования фотонов с направлением вектора электрического поля, перпендикулярным и параллельным плоскости (\mathbf{P} , \mathbf{a}_1) соответственно. Результаты вычислений ^{9, 46} приводят к следующему

выражению для степени поляризации:

$$P = \frac{2(1-x)\psi_3^{\text{II}}(\delta, \theta)}{\Phi(x, \theta, \delta)}, \quad (2,24)$$

$$\Phi(x, \theta, \delta) = [1 + (1-x)^2] [\psi_1^{\text{I}}(\delta) + \psi_1^{\text{II}}(\delta, \theta)] - \frac{2}{3}(1-x) [\psi_2^{\text{I}}(\delta) + \psi_2^{\text{II}}(\delta, \theta)], \quad (2,24a)$$

$$\psi_3^{\text{II}}(\delta, \theta) = \frac{(2\pi)^2}{a^*3} 4\delta^3 \sum_g |F|^2 \frac{\exp(-Ag^2)}{(\beta^{-2} + g^2)^2} \frac{g_2^2 - g_3^2}{g_3^4 \theta^4}, \quad (2,24б)$$

$$x = \frac{K}{\mathcal{E}_1}, \quad g_3 = gb_3.$$

На рис. 5 и 6 приводится зависимость степени поляризации от энергии γ -квантов, образуемых электронами с энергией 6 *Бэв*, идущими под углом θ к оси (110) (001) кристалла алмаза, вычисленные авторами работы¹⁸. Как и следовало ожидать, имеется значительная по величине поляризация γ -квантов в области пиков спектра тормозного излучения. Поляризация уменьшается с увеличением угла θ , и при увеличении его в десять раз степень поляризации уменьшается всего в два раза. Примечательно, что степень поляризации в пределах пика примерно пропорциональна интенсивности излучения в каждой точке. Таким образом, наряду с квазимонохроматичностью γ -кванты тормозного излучения в кристаллах обладают достаточно высокой степенью линейной поляризации. На рис. 7 приводятся результаты вычислений¹⁸ для зависимости положения пиков излучения и его поляризации от энергии фотонов при прохождении электронов с энергией 1,6 и 40 *Бэв* через кристалл алмаза.

Используя то обстоятельство, что величина сечения образования пар в кристаллах зависит от направления поляризации γ -кванта относительно плоскости (K, a), Кабиббо и др.¹⁴⁻¹⁶ предложили другой метод получения и анализа поляризованных γ -квантов. Фотоны высокой энергии поглощаются в основном за счет образования электронно-позитронных пар. При прохождении неполяризованного пучка γ -квантов через кристаллы достаточной толщины выходящий из

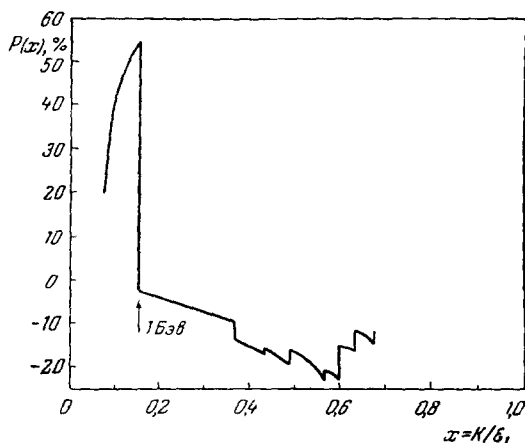


Рис. 5. Зависимость степени поляризации γ -квантов от их энергии, $\mathcal{E}_1 = 6$ *Бэв*, $\theta = 1,24$ *мрад* (кристалл алмаза по оси (110) (001)).

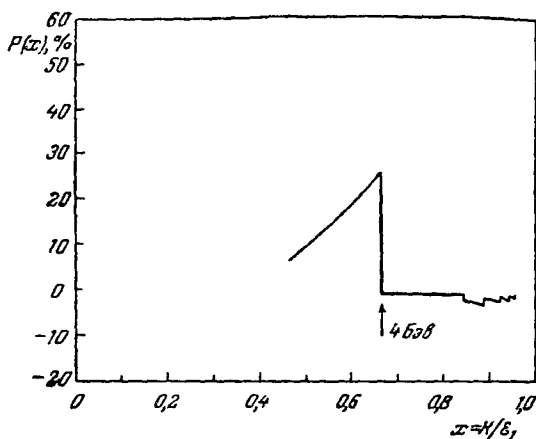


Рис. 6. Зависимость степени поляризации γ -квантов от их энергии, $\mathcal{E}_1 = 6$ *Бэв*, $\theta = 12,43$ *мрад*.

кристалла пучок γ -квантов приобретает определенную степень поляризации.

Зависимость от поляризации полного сечения поглощения γ -квантов, отнесенного к единице объема кристалла, может быть представлена в следующем виде:

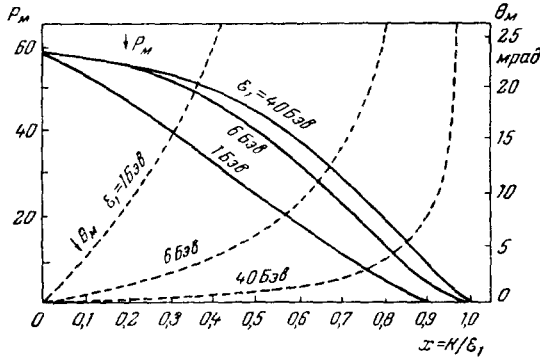


Рис. 7. Зависимость положения пиков в спектре тормозного излучения и степени его поляризации от энергии фотонов при прохождении электронов с энергией 1,6 и 40 Бэв через кристаллы алмаза.

поляризации по t и нормально к нему соответственно. Степень поляризации первоначально неполяризованного пучка γ -квантов после прохождения им кристалла толщины x будет равна

$$P(x) = \text{th} \left[\frac{1}{2} x (\Sigma^\perp - \Sigma^\parallel) \right]; \quad (2.26)$$

при этом интенсивность пучка ослабнет в

$$\frac{I(x)}{I(0)} = \exp \left[-E^{-1} \text{th}^{-1} P(x) \right] \left[1 - P^2(x) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.27)$$

раз, где

$$E = \frac{\Sigma^\perp - \Sigma^\parallel}{\Sigma^\perp + \Sigma^\parallel}. \quad (2.27a)$$

Если первоначальные γ -кванты обладали некоторой линейной поляризацией Q в плоскости, составляющей с вектором t угол φ , то степень ослабления пучка будет зависеть от φ следующим образом:

$$\left[\frac{I(x)}{I(0)} \right]_Q = \left[\frac{I(x)}{I(0)} \right]_{Q=0} (1 + |Q| P(x) \cos 2\varphi). \quad (2.28)$$

Измерением степени ослабления пучка γ -квантов при разных значениях φ можно определить Q , т. е. кристалл может служить анализатором поляризации γ -квантов.

Эффективность кристалла как поляризатора зависит от достигаемой степени поляризации $P(x)$ при разумных размерах кристалла и минимальных потерях интенсивности пучка первичных γ -квантов, т. е. она зависит от значений Σ^\perp и Σ^\parallel :

$$\frac{1}{2} (\Sigma^\perp + \Sigma^\parallel) = \Sigma_\pi, \quad (2.29)$$

$$\Sigma(e) = A + B(e, t)^2, \quad (2.25)$$

где t — единичный вектор ортогональный плоскости, содержащей импульс фотона K и ось кристалла a_1 , e — вектор поляризации фотона.

Фотоны, имеющие поляризацию вдоль направления t , будут поглощаться со средним свободным пробегом $(A+B)^{-1}$, в то время как фотоны, поляризованные в направлении, ортогональном к t , будут поглощаться с пробегом A^{-1} .

Пусть Σ^\perp , Σ^\parallel — сечения образования пар γ -квантами, имеющими направление поляризации по t и нормально к нему соответственно.

где $\Sigma_{\perp} = \Sigma^a + \Sigma^b$ определяется из формул (2,19) и

$$\Sigma_{\perp} - \Sigma^{\parallel} = -\frac{(2\pi)^3}{a^*3} N \sum_{\mathbf{g}} |F|^2 \exp(-A|\mathbf{g}|^2) M(\mathbf{K}, \mathbf{g}) |\mathbf{g}_{\perp}|^2 \cos 2\theta, \quad (2,30)$$

где $|\mathbf{g}_{\perp}|^2$ — компонента \mathbf{g} , ортогональная \mathbf{K} , θ — угол между векторами \mathbf{g} и \mathbf{t} ,

$$M(\mathbf{K}, \mathbf{q}) |\mathbf{q}_{\perp}|^2 = \frac{2\alpha Z^2 r_0^2}{\pi d^2 K q^4} \frac{4q^2 K^2 - d^2}{d^2} \times \\ \times \left\{ \tilde{v} [2m_e^2 (q^2 - d^2) - q^4] - 4m_e^2 (q^2 + m_e^2) \ln \varrho \right\}, \quad (2,31)$$

$$d = 2(\mathbf{K}, \mathbf{q}), \quad \tilde{v} = \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{d - |\mathbf{q}|^2}}, \quad \varrho = \frac{1 + \tilde{\Phi}}{1 - \tilde{\Phi}}.$$

На рис. 8 приводится зависимость степени ослабления пучка γ -квантов от приобретаемой им степени поляризации для различных значений E .

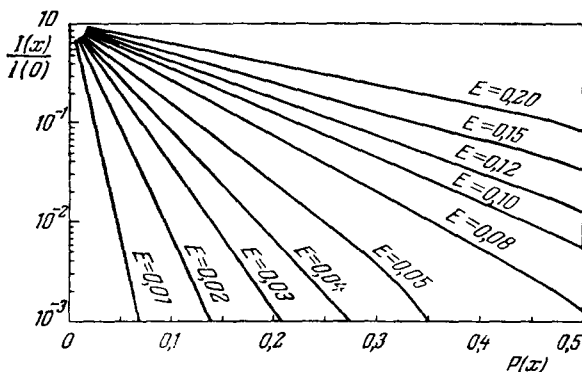


Рис. 8. Зависимость степени ослабления неполяризованного пучка γ -квантов, $I(x)/I(0)$ от их конечной степени поляризации для различных значений

$$E = (\Sigma_{\perp} - \Sigma^{\parallel}) / (\Sigma_{\perp} + \Sigma^{\parallel}).$$

Заметная величина поляризации ($\sim 33\%$) при ослаблении пучка в 10^3 раз достигается при $E \geq 0,05$. При использовании кристалла в качестве анализатора достаточно иметь значения $P \sim 5\%$, что имеет место при $E \approx 0,01$.

Типичная зависимость значений E от угла влета γ -квантов с энергией 6 Бэв в кристалл приведена на рис. 9. На рис. 10 приводится зависимость E от энергии γ -квантов при оптимальном значении угла θ . Из приведенных данных следует, что рассматриваемый метод получения и анализа поляризованных пучков γ -квантов наиболее эффективен при больших энергиях ($\geq 6 \text{ Бэв}$). Он будет особенно ценным при анализе поляризации γ -квантов очень больших энергий, так как при этих энергиях другие методы анализа (измерение азимутальной асимметрии образования пар 32 и фоторождения π^0 -мезонов 17) неприменимы. Отметим, что в результате прохождения γ -квантов высокой энергии через толстые кристаллы будут образовываться электронно-фотонные ливни, что потребует соответствующего коллимирования выходящего из кристалла пучка γ -квантов.

Интересным следствием рассмотренных эффектов, возникающих при прохождении γ -квантов через кристаллы, является двойное лучепрелом-

ление. Это обстоятельство открывает возможности получения циркулярно-поляризованных γ -квантов при помощи монокристаллов. Например, появляется возможность при использовании кристалла соответствующей

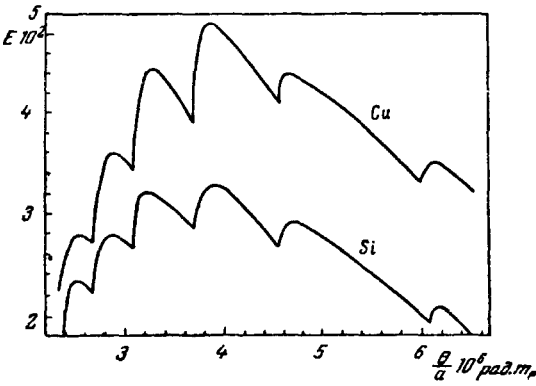


Рис. 9. Зависимость E от θ при $K = 6 \text{ Бэв}$.

толщины иметь аналог оптической пластинки в четверть длины волны, которая позволяет преобразовать линейно-поляризованное излучение в поляризованное по кругу, и наоборот.

Рассмотрим кубический кристалл толщиной x , на который падает фотон с импульсом \mathbf{K} , находящимся в плоскости (001) и составляющим угол θ с осью кристалла (110). Вектор поляризации фотона \mathbf{e} представим как комбинацию двух векторов, \mathbf{t} и \mathbf{y} (\mathbf{y} — единичный вектор, ортогональный к ней плоскостях соответственно:

$$\mathbf{e} = e_1 \mathbf{t} + e_2 \mathbf{y}; \tag{2,32}$$

\mathbf{e} можно рассматривать как двухкомпонентный вектор, который связан

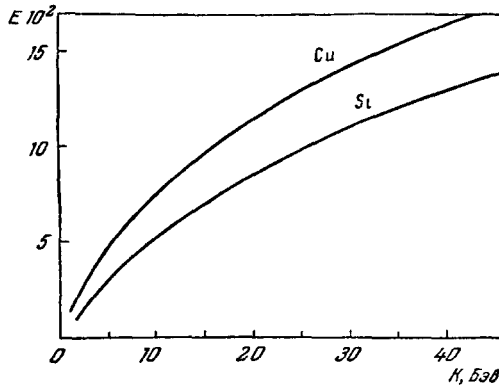


Рис. 10. Зависимость E , при оптимальном значении угла, от энергии γ -квантов для кристаллов кремния и меди.

с амплитудой выходящего из кристалла излучения следующей двухрядной диагональной матрицей:

$$\begin{pmatrix} \exp[in^{\parallel}(K, x) Kx] & 0 \\ 0 & \exp[in^{\perp}(K, x) Kx] \end{pmatrix}. \tag{2,33}$$

Величины n^{\parallel} и n^{\perp} подобны показателю преломления в обычной оптике. Кристалл будет действовать, как пластинка в четверть длины волны, если относительное изменение фазы двух экспонент будет равно $\pi/2$, т. е. должно соблюдаться условие $\text{Re}(n^{\perp} - n^{\parallel}) \omega x = \frac{\pi}{2}$.

Вычисления действительной части разности показателей преломления n^{\perp} и n^{\parallel} , выполненные авторами работы¹⁶, дают следующий результат:

$$\text{Re}(n^{\perp} - n^{\parallel}) = \sum_{\alpha} f(K, \theta, \beta), \tag{2,34}$$

где

$$f(K, \theta, \beta) = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{K^2} K(\mathbf{q}) \left\{ \left[\left(1 - \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} + \frac{2}{\beta} \ln \frac{1 + \left(1 - \frac{4}{\beta}\right)^{1/2}}{1 - \left(1 - \frac{4}{\beta}\right)^{1/2}} \right]^2 - \frac{4\pi^2}{\beta^2} + \left[\left(1 + \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} - \frac{2}{\beta} \ln \frac{\left(1 + \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} + 1}{\left(1 + \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} - 1} \right]^2 \right\}, \quad \beta > 4; \quad (2,34a)$$

$$f(K, \theta, \beta) = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{K^2} K(\mathbf{q}) \left\{ - \left[\left(\frac{4}{\beta} - 1\right)^{1/2} - \frac{4}{\beta} \operatorname{ctg}^{-1} \left(\frac{4}{\beta} - 1\right)^{1/2} \right]^2 + \left[\left(1 + \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} - \frac{2}{\beta} \ln \frac{\left(1 + \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} + 1}{\left(1 + \frac{4}{\beta}\right)^{1/2} - 1} \right]^2 \right\}, \quad \beta \leq 4; \quad (2,34б)$$

$$K(\mathbf{q}) = \frac{8\alpha Z^2 r_0^2}{\pi} |F|^2 \frac{N}{a^*3} (2\pi)^3 \frac{b^4 \exp(-Aq^2)}{(1+b^2q^2)^2} \cos 2\varphi \frac{4q^2 K^2 - \beta^2}{\beta^2}. \quad (2,34в)$$

Суммирование в этой формуле распространяется на все точки обратной решетки, для которых $(K\mathbf{q}) > 0$.

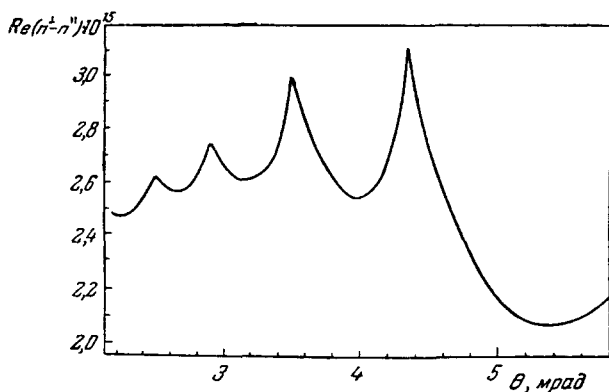


Рис. 11. Зависимость $Re(n^\perp - n^\parallel)$ от θ при $K = 6$ Бэв.

На рис. 11 приводится зависимость $Re(n^\perp - n^\parallel)$ от угла влета θ при $K = 6$ Бэв. Любопытно отметить, что $Re(n^\perp - n^\parallel)$ достигает максимальных значений при максимальном $dE/d\omega$. Толщины кристаллов меди, необходимые для того, чтобы она могла служить пластинкой в четверть длины волны, при оптимальных углах влета γ -квантов в кристалл, вычисленные для различных энергий, приводятся в табл. II.

Т а б л и ц а II

К, Бэв	θ , град	$Re(n^\perp - n^\parallel) \cdot 10^{15}$	x , см
1	28	2,62	11,5
6	3,7	2,74	1,84
40	0,46	2,67	0,273

Видно, что метод снова наиболее эффективен при больших энергиях фотона. Уже при энергиях γ -квантов, равных 6 Бэв, небольшой кристалл может явиться уникальным прибором для преобразования вида их поляризации.

§ 4. Экспериментальные исследования

Первая экспериментальная попытка измерения интенсивности тормозного излучения в кристалле была предпринята Пановским и Саксеной³³ на электронном ускорителе в Стэнфорде при энергии электронов 600 Мэв. Эксперимент проводился на монокристалле кремния толщиной 0,03 см. С помощью гониометрической системы кристалл мог вращаться вокруг двух осей, перпендикулярных к пучку электронов. Фотоны тормозного излучения, возникающие в кристалле, детектировались при помощи фоторождения π^+ -мезонов в полиэтиленовой мишени.

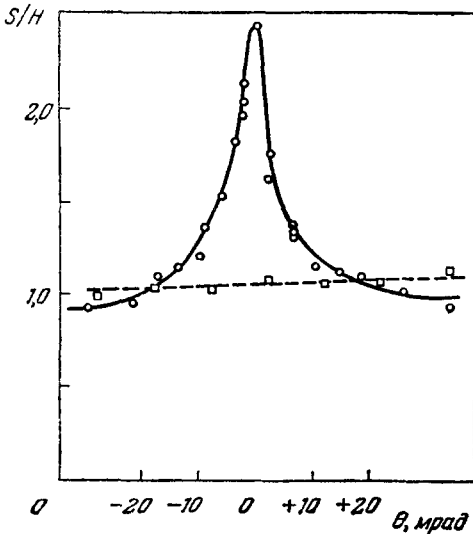


Рис. 12. Зависимость измеренного отношения числа мягких фотонов к жестким (S/H) от угла θ .

(θ — угол между направлением движения электронов и горизонтальной осью.) Окружности — при $\psi = 0$ (ψ — угол между направлением движения электронов и вертикальной осью). Прямоугольники — $\psi = 20$ град.

существование интерференционного эффекта при тормозном излучении в кристалле. Эксперимент был выполнен на пучке электронов с энергией 1 Бэв Корнелльского синхротрона. Использовался кристалл германия, который помещался в вакуумную камеру ускорителя, и электронный пучок в конце цикла ускорения заворачивался на край кристалла в направлении его оси (110). Образующийся пучок γ -квантов тормозного излучения коллимировался (1 мрад), очищался магнитным полем от примеси заряженных частиц и попадал после прохождения свинцовой пластины толщиной 3 мм на два пластических сцинтиллятора S и H , между которыми было расположено 5 см свинца. В этом свинце γ -кванты высокой энергии генерировали электронно-фотонные ливни, которые регистрировались счетчиком H . В эксперименте варьировался угол между осью кристалла и направлением движения пучка электронов. Отношение счета S/H оказалось зависящим от этого угла, как это видно из рис. 12. Этот факт послужил первым качественным указанием на существование интерференционных эффектов в кристалле для квантов с энергией ~ 100 Мэв.

Систематическое экспериментальное исследование излучения в кристаллах проводится на электронном ускорителе во Фраскати.

Изменение ориентации кристалла относительно направления пучка электронов не привело к сколь угодно заметному изменению интенсивности тормозного излучения. Полученный отрицательный результат побудил авторов объяснить его неточностью приближений, использованных Убераллом в своих вычислениях, с которыми сравнивались данные эксперимента. Однако Шифф³⁷, проверив эти приближения, нашел их корректными. Отрицательный результат, полученный Пановским и Саксеной, по-видимому, можно объяснить тем, что регистрация π^+ -мезонов, возникающих при фоторождении, не дает непосредственной информации о виде спектра тормозного излучения.

Уже в следующей экспериментальной работе²⁴ Фриш и Олсен убедительно показали су-

В работе¹² кристалл кремния толщиной $2,7 \cdot 10^{-3}$ рад. ед. длины устанавливался внутри вакуумной камеры ускорителя, причем таким образом, что электронный пучок с энергией 1 Бэв проходил в направлении оси (111) кристалла. Кристалл, установленный на гониометрической системе, мог вращаться вокруг вертикальной и горизонтальной осей, перпендикулярных к направлению движения пучка электронов, благодаря чему ось кристалла могла быть ориентирована под углом θ к направлению движения падающих электронов с точностью $0,5 \text{ мрад}$. Пучок

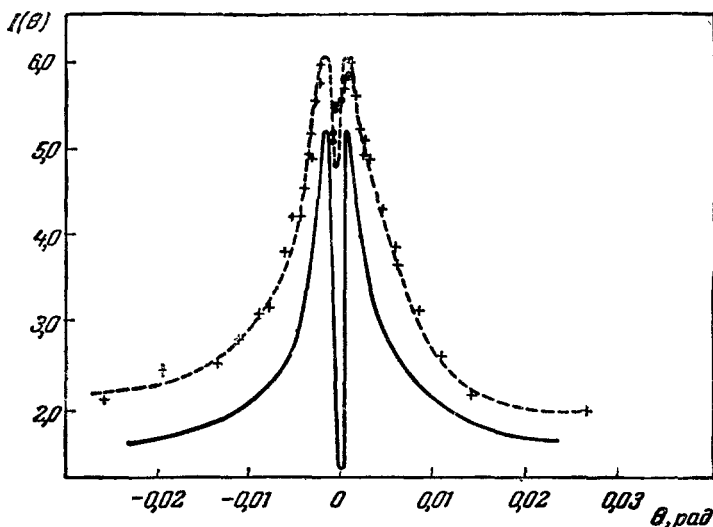


Рис. 13. Зависимость интенсивности γ -квантов тормозного излучения с энергией $K = 80 \text{ Мэв}$ ($K^0 = 865 \text{ Мэв}$) от угла между направлением движения электрона с энергией 1 Бэв в кристалле кремния и его осью (111).

Сплошная кривая— теория, пунктирная — эксперимент.

γ -квантов тормозного излучения ($3 \cdot 10^9$ эквивалентных квантов в минуту) после выхода из кристалла коллимировался ($8 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$) и попадал на алюминиевый конвертор парного γ -спектрометра. Регистрировалось число $N(K, \theta)$ симметричных электронно-позитронных пар, образуемых γ -квантами с энергией до 900 Мэв , в зависимости от угла θ . В эксперименте измерялось отношение

$$I_{\text{эксп}}(\theta) = \frac{N(K, \theta) \sigma_{\pi}(K^0)}{N(K^0, \theta) \sigma_{\pi}(K)}, \quad (2,35)$$

где $\sigma_{\pi}(K)dK$ — сечение образования симметричной пары фотонами с энергией между K и $K + dK$. В этом отношении величина $\frac{N(\theta, K^0)}{\sigma_{\pi}(K^0)}$ для $K^0 = 900 \text{ Мэв}$ является удобным нормировочным множителем, так как она согласно теории весьма слабо зависит от угла θ . На рис. 13 сравниваются экспериментальные и теоретические значения $I(\theta)$ для $K = 80 \text{ Мэв}$. Некоторые отклонения $I_{\text{эксп}}(\theta)$ от его теоретических значений можно объяснить тем, что в эксперименте пучок фотонов жестко коллимировался, тогда как теоретические кривые являются результатом интегрирования по всем углам испускаемых фотонов. Следует также отметить, что для теоретической кривой рис. 13 авторы работы¹² использовали первые вычисления Убералла⁴⁴, которые являются приближенными. Существенную разницу в величине минимума при $\theta = 0$ на рис. 13 следует, по-видимому, отнести

за счет недостаточного углового разрешения гониометрической системы (расстояние между пиками равно 2 мрад).

Прецизионные измерения $I(\theta)$ в кристалле алмаза, результаты которых приведены на рис. 14 для энергии фотонов $K=150 \text{ Мэв}$, были позже выполнены теми же авторами¹⁸ при использовании гониометра высокой точности. Это позволило получить детальное разрешение структуры кривой зависимости интенсивности излучения от угла θ .

В последующем этой же группой⁸ был исследован спектр тормозного излучения электронов в кристалле алмаза, который, обладая высоким значением дебаевской температуры, малой постоянной решетки ($a^*=3,56 \text{ \AA}$) и сравнительно простой структурой, является весьма удобным для подобных экспериментов. Был использован монокристалл алмаза, имеющий

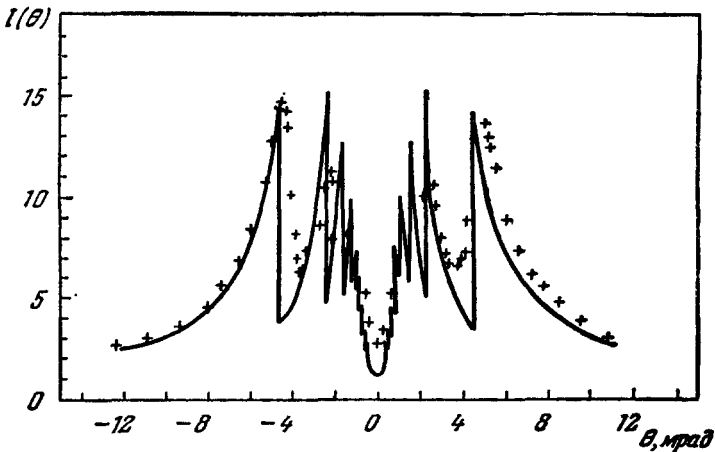


Рис. 14. Зависимость интенсивности тормозного излучения γ -квантов с энергией $K=150 \text{ Мэв}$ от угла между направлением движения электрона с энергией 1 Бэв и осью кристалла алмаза.

Сплошная кривая — теория, крестики — эксперимент.

форму параллелепипеда с размерами $10 \times 5 \times 2 \text{ мм}^3$, широкая сторона которой имела индексы Миллера (110). Электроны попадали на алмаз под малыми углами θ к оси (110). Как и в предыдущих экспериментах, кристалл мог вращаться вокруг вертикальной и горизонтальной осей, использовался гониометр высокой точности ($0,1 \text{ мрад}$). Угол коллимирования γ -пучка был уменьшен в этом случае до значения $0,3 \text{ мрад}$ для исключения γ -квантов, испущенных электронами, испытавшими значительное многократное кулоновское рассеяние. Интенсивность пучка γ -квантов при таком коллимировании, измеренная при помощи квантометра Вильсона, была равна $\sim 10^9$ эквивалентных квантов в минуту. Симметричные электронно-позитронные пары, образующиеся при попадании этих γ -квантов на алюминиевый конвертор толщиной $1,1 \cdot 10^{-2}$ рад. ед. длины парного γ -спектрометра, детектировались двумя телескопами из скинтилляторов, включенными по схеме быстро-медленных совпадений. Точность измерения энергии γ -квантов была $\Delta K/K=8,5\%$, а погрешность в определении средней энергии их $\delta K/K=0,3\%$. Экспериментально измерялась относительная интенсивность $I(K, \theta)$ (см. (2, 35)), с тем лишь отличием, что вводился поправочный множитель $f(K)$, учитывающий потери в счете симметричных пар из-за многократного рассеяния электронов в конверторе.

На рис. 15 приводятся экспериментальные результаты измерения спектра тормозного излучения электронов с энергией 1 *Бэв* при $\theta = 4,6$ *мрад*. При энергиях γ -квантов ~ 150 *Мэв* в спектре наблюдается резкий выброс, более чем в десять раз превышающий соответствующее значение спектра по Бете — Гайтлеру.

В районе 250 *Мэв* наблюдается менее резкий пик, но также заметно превышающий соответствующее значение в обычном спектре тормозного излучения.

Ширина основного пика в хорошем согласии с его теоретическими вычислениями $\Delta K / K \approx 0,3$. На рис. 16, а приводятся такие же данные для двух других значений угла влета электронов в кристалл, а на рис. 16, б — разность интенсивностей при этих двух углах. Отсюда следует, что, исследуя физические процессы при двух различных углах, можно выделить реакции, связанные с γ -квантами фиксированной энергии *K* с $\Delta K / K \approx 0,3$.

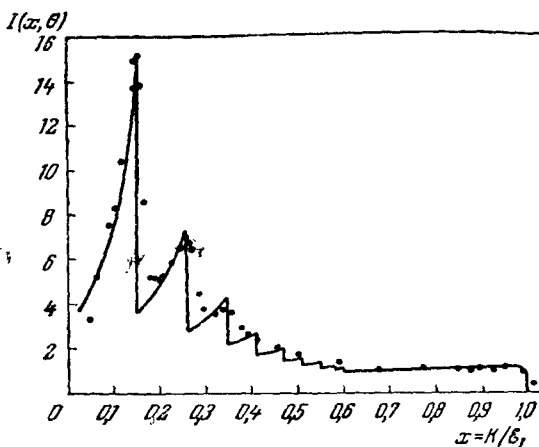


Рис. 15. Спектр тормозного излучения электронов с энергией 1 *Бэв* в кристалле алмаза для $\theta = 4,6$ *мрад* (угол между направлением движения электрона и осью кристалла (110 г)). Сплошная кривая — теоретический расчет по формулам (2,18).

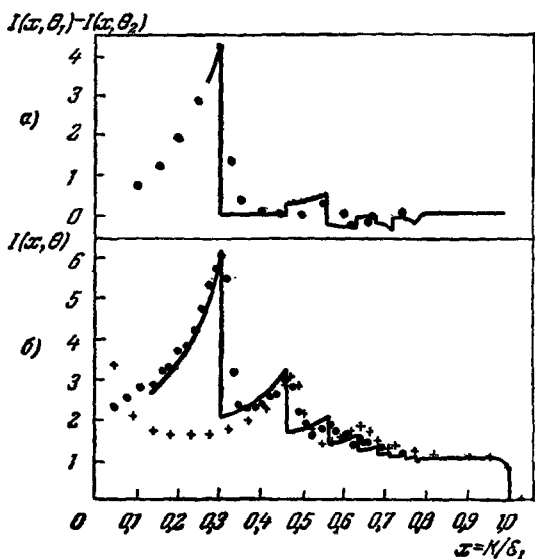


Рис. 16. а) Спектр тормозного излучения электронов с энергией $\mathcal{E}_1 = 1$ *Бэв* в кристалле алмаза для $\theta_1 = 22,9 \pm 0,1$ *мрад* (кружки) и $\theta_2 = 11,3 \pm 0,1$ *мрад* (крестики); б) разность этих спектров. Сплошные кривые — теоретические вычисления для этих двух углов.

Гораздо меньших значений, $\Delta K / K \approx 0,1 \div 0,01$, можно добиться, как показывают расчеты³¹, уменьшением толщины мишени до 10^{-4} рад. ед. длины и более жестким отбором по углам влета электронов в кристалл и коллимированием пучка γ -квантов, выходящего из кристалла. Указанные углы должны быть фиксированы в эксперименте с точностью $\sim 0,1$ *мс*²/ \mathcal{E}_1 . Вид спектра тормозного излучения для такого случая при значениях угла влета электрона в кристалл $\theta = 22$ *мрад* и угла испускания γ -кванта $\theta = 0,35$ *мрад* приводится на рис. 17 для электронов с энергией 6 *Бэв* (заштрихованная часть).

До настоящего времени выполнена единственная работа⁹ по измерению степени линейной поляризации γ -квантов тормозного излучения в кристалле алмаза. Согласно Олсену и Максимуму³²

линейно-поляризованные γ -кванты образуют электронно-позитронные пары преимущественно в плоскости поляризации. Введем коэффициент азимутальной асимметрии

$$R = \frac{d\sigma_{\parallel}^{\pi} - d\sigma_{\perp}^{\pi}}{d\sigma_{\parallel}^{\pi} + d\sigma_{\perp}^{\pi}}, \quad (2,36)$$

где $d\sigma_{\parallel}^{\pi}$ и $d\sigma_{\perp}^{\pi}$ — сечения образования пар в плоскостях, параллельной и перпендикулярной плоскости поляризации. Зависимость R от энергии компоненты пары согласно вычислениям³² показывает, что R имеет максимальное значение для случая равного распределения энергии в паре. При измерении азимутальной асимметрии образования пар существенно,

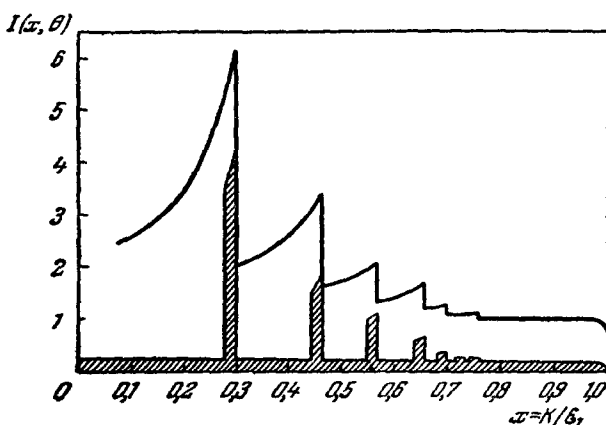


Рис. 17.

чтобы величина угла раскрытия пары превышала значение среднего угла, обусловленного многократным рассеянием электронов и позитронов в конверторе γ -спектрометра. Именно из этих соображений в эксперименте работы⁹ был выбран тонкий конвертор толщиной 10^{-4} рад. ед. длины. На рис. 18 приводится схема регистрации симметричных электронно-позитронных пар, образуемых γ -квантами с энергией 150 Мэв . Пары регистрировались сцинтилляционными счетчиками $S_1 A_1$ и $A_2 A_3$, причем вертикальный размер счетчика S_1 был равен $0,5 \text{ см}$, а счетчиков A_1 , A_2 и A_3 — 10 см . Регистрировались совпадения $S_1 A_2 A_3$ и $A_1 A_2 A_3$. Отношение счетов

$$\varrho = \frac{S_1 A_2 A_3}{A_1 A_2 A_3} \quad (2,37)$$

связано со степенью поляризации γ -квантов следующим соотношением:

$$\varrho = \varrho_0 (1 + RP), \quad (2,38)$$

где ϱ_0 — значение отношения (2,37) для неполяризованных фотонов. Для γ -квантов с энергией 150 Мэв при геометрии данного эксперимента $R = 10,1\%$. На рис. 19 представлены результаты измерения степени линейной поляризации γ -квантов, которые находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими вычислениями, выполненными этими же авторами.

Ранее ими же¹³ было экспериментально измерено влияние кристаллической структуры на образование электронно-позитронных пар. Фотоны тормозного излучения электронов с энергией 1 Бэв после коллимирования ($0,8 \text{ мрад}$) направлялись на монокристалл кремния, служащего конвер-

тором γ -спектрометра, под малыми углами θ к оси (100). Измерялось отношение

$$\xi(\theta) = \frac{N(\theta) - N(0)}{N(0)} \quad (2,39)$$

в зависимости от θ для симметричных пар с полной энергией 910 Мэв. Результаты эксперимента находятся в согласии с вычислениями Убералла⁴⁴.

В заключение отметим, что степень линейной поляризации γ -квантов с энергией более 1 Бэв можно эффективнее анализировать

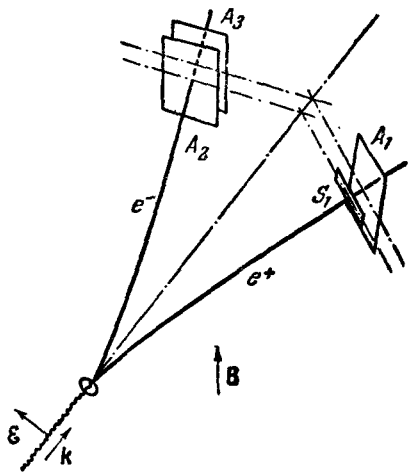


Рис. 18.

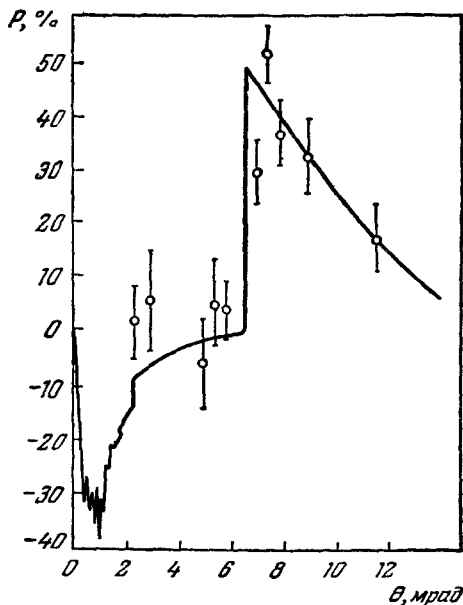


Рис. 19. Поляризация фотонов с энергией $K = 150$ Мэв при тормозном излучении электронов с энергией $\mathcal{E}_1 = 1$ Бэв в кристалле алмаза.

θ — угол между импульсом электрона и осью кристалла (110). Экспериментальные точки нормированы по теоретической кривой для $\theta = 11,6$ град (сплошная кривая).

с помощью γ -спектрометра с тонким кристаллическим конвертором. Авторами работы⁶ была рассчитана степень азимутальной асимметрии при образовании симметричных электронно-позитронных пар линейно-поляризованными γ -квантами в кристаллической мишени.

III. КОМПТОН-ЭФФЕКТ НА ДВИЖУЩЕМСЯ ЭЛЕКТРОНЕ

§ 1. Образование γ -квантов высоких энергий при рассеянии света на релятивистских электронах

Интересной особенностью комптон-эффекта на движущемся электроне является возникновение в процессе рассеяния фотонов, более жестких чем рассеиваемые. Благодаря этому, даже в случае рассеяния световых фотонов на крайне релятивистских электронах, рассеянные фотоны будут обладать энергиями, сравнимыми с энергиями электронов. Эта особенность комптоновского рассеяния представляет практический интерес с точки зрения получения пучков жестких γ -квантов на электронных ускорителях больших энергий. Существенно отметить, что характеристики таких

γ -пучков будут резко отличаться от обычных, получаемых при торможении электронов в веществе.

При комптон-эффекте на движущемся электроне энергия рассеянного кванта ω_2 связана с энергией рассеиваемого известным соотношением ($h=c=1$)

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{1 - v_1 \cos \theta_1}{1 - v_1 \cos \theta_2 + \frac{\omega_1}{\mathcal{E}_1} (1 - \cos \theta)}, \quad (3,1)$$

где v_1 , \mathcal{E}_1 — скорость и энергия электрона, θ_1 , θ_2 — углы между направлением движения электрона и падающим и рассеянным фотонами соответственно, θ — угол между падающим и рассеянным квантами. Максимальная энергия $\omega_{2\text{макс}}$ рассеянных γ -квантов будет наблюдаться в том случае, когда первичные электрон и фотон движутся навстречу друг другу ($\theta_1 = \pi$) и рассеянный фотон движется в направлении движения электрона. Тогда ($v_1 \approx 1$)

$$\omega_{2\text{макс}} = \frac{2\omega_1}{2 \left(\frac{m}{\mathcal{E}_1} \right)^2 + \frac{2\omega_1}{\mathcal{E}_1}}, \quad (3,2)$$

где m — энергия покоя электрона.

Разумеется, что для получения пучков γ -квантов рассматриваемым методом необходимо иметь интенсивные потоки первичных фотонов. Одним из интенсивных источников монохроматических фотонов являются лазеры. В настоящее время наиболее детально разработаны лазерные системы, использующие в качестве активного вещества кристаллы рубина.

Максимальная энергия, достигнутая в настоящее время на электронных ускорителях, равна 6 *Бэв* (Кембридж). При рассеянии фотонов рубинового лазера ($\omega_1 = 1,78$ эв) на электронах указанной энергии $\omega_{2\text{макс}} = 848$ *Мэв*. Этот эффект быстро возрастает с увеличением энергии электронов. Так, при $\mathcal{E}_1 = 40$ и 500 *Бэв* имеем соответственно $\omega_{2\text{макс}} \approx 21$ и 497 *Бэв* при использовании фотонов от тех же рубиновых лазеров.

Разумеется, использование излучения как лазеров, работающих в более коротковолновой части спектра, так и других источников более жестких фотонов приведет к тому, что в результате рассеяния будут образованы фотоны с энергиями, весьма близкими к энергиям первичных электронов. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния неполяризованных фотонов на движущемся электроне имеет следующий вид:

$$d\sigma = r_0^2 \frac{2}{m^2 x_1^2} \left[4 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right)^2 - 4 \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right) - \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) \right] \omega_2^2 d\Omega_2, \quad (3,3)$$

где r_0 — классический радиус электрона. Для случая $\theta_1 = \pi$, x_1 и x_2 определяются следующими выражениями:

$$x_1 = -\frac{2\omega_1}{m^2} (\mathcal{E}_1 + P_1), \quad x_2 = \frac{2\omega_2}{m^2} (\mathcal{E}_1 - P_1 \cos \theta_2), \quad (3,4)$$

где P_1 — импульс начального электрона.

Из выражения (3,3), используя (3,1), можно получить энергетический спектр рассеянных фотонов ^{5,26}

$$d\sigma = \frac{\pi r_0^2}{2} \frac{m^2}{\omega_1 \mathcal{E}_1^2} \left\{ \frac{m^4}{4\omega_1^2 \mathcal{E}_1^2} \left(\frac{\omega_2}{\mathcal{E}_1 - \omega_2} \right)^2 - \frac{m^2}{\omega_1 \mathcal{E}_1} \left(\frac{\omega_2}{\mathcal{E}_1 - \omega_2} \right) + \frac{\mathcal{E}_1 - \omega_2}{\mathcal{E}_1} + \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_1 - \omega_2} \right\} d\omega_2, \quad (3,5)$$

где ω_2 может изменяться от частоты первичных фотонов ω_1 до $\omega_{2\text{макс}}$.

Полученное энергетическое распределение рассеянных квантов существенно отличается от соответствующего распределения при тормозном

излучении, имеющего вид $d\sigma \sim \frac{d\omega}{\omega}$. Если первичные фотоны принадлежат к оптической части спектра и $\mathcal{E}_1 \approx 6$ Бэв, обсуждаемое распределение в области $\omega_2 \geq 0,5-0,6 \omega_{2\text{макс}}$ можно грубо считать $\sim \omega_2 d\omega_2$ и основная спектральная интенсивность излучения сконцентрирована вблизи $\omega_{2\text{макс}}$ (рис. 20).

Другая, не менее интересная, особенность рассматриваемого распределения выделяется при $\omega_{2\text{макс}} \rightarrow \mathcal{E}_1$. В этом случае все большее относительное число рассеянных фотонов сосредоточивается вблизи $\omega_{2\text{макс}}$. При $\omega_{2\text{макс}} \approx \mathcal{E}_1$

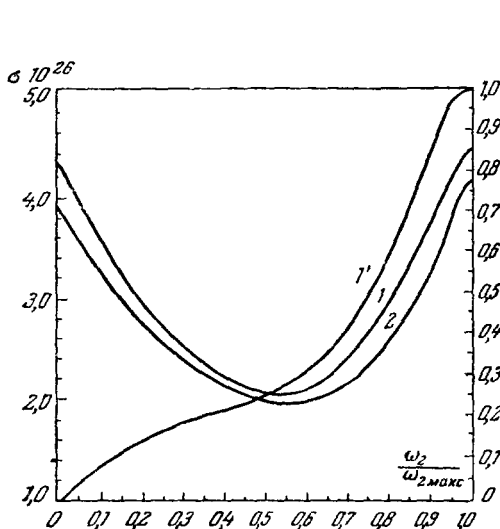


Рис. 20. Спектр рассеянных фотонов.
 1 — $\mathcal{E}_1 = 6$ Бэв, $\omega_2 = 1,78$ эв, $\omega_{2\text{макс}} = 848$ Мэв;
 2 — $\mathcal{E}_1 = 6$ Бэв, $\omega_2 = 3,56$ эв, $\omega_{2\text{макс}} = 1,48$ Бэв;
 1' (правая шкала) — спектральное распределение интенсивности для случая 1.

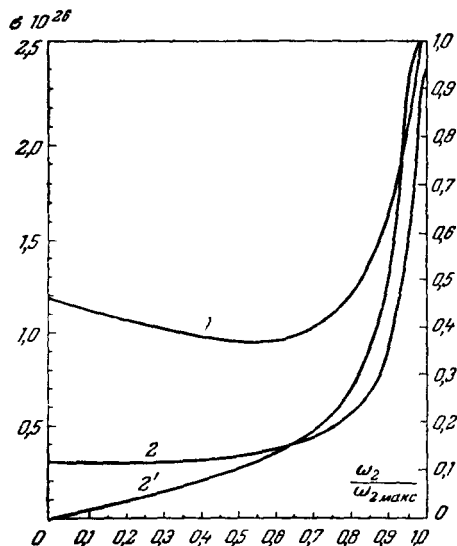


Рис. 21. Спектр рассеянных фотонов.
 1 — $\mathcal{E}_1 = 6$ Бэв, $\omega_2 = 35,6$ эв, $\omega_{2\text{макс}} = 4,58$ Бэв;
 2 — $\mathcal{E}_1 = 6$ Бэв, $\omega_2 = 178$ эв, $\omega_{2\text{макс}} = 5,64$ Бэв, 2' (правая шкала) — спектральное распределение интенсивности для случая 2.

получаемые γ -кванты оказываются довольно монохроматичными по энергиям. Максимальная энергия γ -квантов $\omega_{2\text{макс}} \rightarrow \mathcal{E}_1$ может быть достигнута при увеличении либо ω_1 , либо \mathcal{E}_1 . Из рис. 21, например, видно, что уже при $\omega_1 = 178$ эв достигается удовлетворительная монохроматичность. При $\omega_1 = 127,8$ кэв полуширина распределения при $\omega_{2\text{макс}} \approx 6$ Бэв порядка 1%. Моноэнергетические γ -кванты образуются и при рассеянии красного света на электронах с энергиями в несколько сотен Бэв. В табл. III

Таблица III

\mathcal{E}_1 , Бэв	λ	$\omega_{2\text{макс}}$, Мэв	$P_{\text{макс}}$	$\sigma_{1/2}$, мб	\mathcal{E}_1 , Бэв	λ	$\omega_{2\text{макс}}$, Мэв	$P_{\text{макс}}$	$\sigma_{1/2}$, мб
1,02	0,014	28	1,00	320	6,21	0,085	903	0,99	280
2,92	0,040	216	1,00	310	6,57	0,090	$1,00 \cdot 10^3$	0,99	280
4,16	0,057	426	0,99	300	8,76	0,120	$1,69 \cdot 10^3$	0,98	260
4,60	0,063	515	0,99	229	11,69	0,160	$2,83 \cdot 10^3$	0,96	250
5,11	0,070	628	0,99	290	20,8	0,285	$7,55 \cdot 10^3$	0,91	220
5,48	0,075	715	0,99	290	41,6	0,570	$22,1 \cdot 10^3$	0,77	180
5,84	0,080	806	0,99	280	58,4	0,800	$35,9 \cdot 10^3$	0,67	160

приводятся значения $\lambda = \omega'_1/m$ ($\omega'_1 = 2\omega_1 \xi_1/m$) — частота рассеиваемого фотона в системе, где электрон покоится, $\omega_{2\text{макс}}$ и $\sigma_{1/2}$ (сечение рассеяния для фотонов, имеющих энергию выше $\omega_{2\text{макс}}/2$), вычисленные Мильберном²⁹ для случая рассеяния света рубинового лазера на электронах различных энергий.

Следует подчеркнуть, что, в отличие от тормозного излучения, в рассматриваемом случае значение энергии образующихся при рассеянии γ -квантов однозначно связано с углом их вылета относительно направления движения первичного электрона.

Характерные углы для рассеянных γ -квантов с энергиями $\omega_2 \approx \xi_1$ будут $\theta_2 \approx m/\xi_1$ и при $\omega_1 \ll \omega_2 \ll \xi_1$ $\theta_2 \approx 2(\omega_1/\omega_2)^{1/2}$. Точное выражение для углового распределения можно получить из (3,3), используя соотношение (3,1).

Отмеченная однозначная связь между энергией рассеянных фотонов и углом их испускания дает возможность отбирать γ -кванты с определенной энергией. Величина угла, в пределах которого производится отбор γ -квантов нужной энергии, ограничивается значением углового разброса пучка первичных электронов. В электронных ускорителях апертура пучка составляет $\sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ рад. Углы, под которыми отбираются γ -кванты с малыми значениями $\Delta K/K$, могут оказаться меньше, чем апертура электронного пучка. В этом случае, разумеется, потребуется предварительная коллимация первичных электронов, что будет связано с потерями интенсивности.

Таблица IV

$\Delta K/K$, %	Энергия первичных фотонов, эв	Энергия электрона, эв						
		$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	$6 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$
1	1,78	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$4,9 \cdot 10^{-6}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$
	3,56	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$5,2 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-6}$
10	1,78	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$8,2 \cdot 10^{-6}$
	3,56	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$

Для различных энергий первичных электронов в табл. IV*) приводятся значения углов, необходимых для получения значений $\Delta K/K = 1$ и 10%; из таблицы следует, что требования к углам с уменьшением энергии первичных электронов становятся менее жесткими. Вообще говоря, предельное значение $\Delta K/K$ не может быть лучше, чем энергетический разброс первичных электронов. Однако в особом случае, когда энергии первичных электронов велики и наблюдаются γ -кванты с энергиями $\omega_2 \ll \omega_{2\text{макс}}$, можно добиться довольно высокой степени монохроматичности.

*) Подобные оценки выполнены в Стэнфорде (частное сообщение проф. Пановского и Мозли авторам).

Например, для $\mathcal{E}_1 = 40 \text{ Бэв}$ и при наблюдении γ -квантов с энергией $\sim 10^5 \text{ эв}$ ширина линии может достичь $\sim 10^{-3}$.

При рассеянии фотонов на движущихся электронах можно получать пучки фотонов в любой заданной области частот от

$$\omega_{2\text{мин}} = \frac{\omega_1(1-\beta)}{1+\beta}$$

до $\omega_{2\text{макс}}$.

Сечение комптон-эффекта $\sigma \approx 6,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$. Число фотонов, излучаемое мощными лазерами, достигает в импульсе длительностью 10^{-8} сек до 10^{20} (мощность — несколько Гвт на 1 см^2). Рассеяние такого числа фотонов на электронном сгустке с числом электронов в нем $\sim 10^9$ с такой же временной длительностью, учитывая имеющиеся поперечные размеры электронного пучка в ускорителях с жесткой фокусировкой, приведет к образованию $\sim 10^5$ жестких фотонов в интервале $d\omega_2/\omega_{2\text{макс}} = 0,05$. Это число γ -квантов сравнимо с тем, что дает в том же интервале частот тормозное излучение такого же сгустка электронов при обычно используемых мишенях. В настоящее время энергия рубиновых лазеров доведена до 1500 Дж . Подчеркнем, что рассматриваемые потоки γ -квантов образуются при введении света в камеру ускорителя и встреча электронов с световой мишенью может быть произведена в любой из моментов ускорительного цикла, т. е. при разных энергиях электронов. При работе с такой «световой мишенью» образование какого-либо фона исключается.

Как уже отмечалось, при увеличении ω_1 или \mathcal{E}_1 возрастает значение $\omega_{2\text{макс}}$, а также повышается степень моноэнергетичности образующихся γ -квантов. С увеличением ω_1 дифференциальное сечение в области $\omega_{2\text{макс}}$ падает сравнительно медленно (см. табл. III). Это дает надежду получить достаточно интенсивные моноэнергетические пучки γ -квантов при использовании мощных источников фотонов, более жестких, чем световые. В настоящее время уже исследовано много веществ, стимулированное излучение которых лежит в ультрафиолетовой области частот; в ближайшем будущем ожидаются положительные результаты по генерации интенсивных потоков мягкого рентгеновского излучения. Кроме того, с помощью того же света рубиновых лазеров при нелинейном его взаимодействии с некоторыми кристаллами уже сейчас красный свет преобразуется в фиолетовый (двойная частота), и его интенсивность оказывается всего в пять раз менее исходной.

Характерной особенностью когерентного лазерного излучения является весьма высокая степень плотности фотонов. В связи с этим, естественно, возникает вопрос о вкладе при комптоновском рассеянии процессов с одновременным поглощением многих мягких и испусканием одного более жесткого фотона. Формула Клейна — Нишины описывает процесс рассеяния как последовательные акты поглощения и испускания одного фотона. Следовательно, необходимо обобщить формулу Клейна — Нишины на случай чрезвычайно высоких плотностей фотонов, когда многофотонные процессы могут стать в заметной степени вероятными. Такой расчет был выполнен Гольдманом²⁵, который получил формулы для сечений комптоновского рассеяния, справедливые при любых плотностях фотонов. При одновременном поглощении n фотонов с частотой ω_1 с последующим испусканием одного с частотой ω_2 дифференциальное сечение имеет следующий вид (в случае круговой поляризации первичных фотонов):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2e^4 n (\omega_2/n\omega_1)^2}{(1-\nu_1) [\mu_1^2 + m^2 (1+\xi^2)]} \left\{ \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + \frac{\mu_1}{\mu_2} \right) \left[J_n'^2(S) + \left(\frac{n^2}{S^2} - 1 \right) J_n^2(S) \right] - 2\xi^2 J_n^2(S) \right\}, \quad (3,6)$$

где

$$\mu_1 = \sqrt{(1-v_1)/(1+v_1)} \quad \mu_2 = \mu_1 - \omega_2(1-\cos\theta),$$

$$S = \frac{2\pi q \xi}{1+\xi^2+q^2}, \quad q = \frac{\mu_1}{m} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}, \quad \xi^2 = \frac{2e^2 h \lambda}{m^2 c^3},$$

причем λ — длина волны падающих фотонов и N — их плотность. $J_n(S)$ и $J'_n(S)$ — функция Бесселя и ее производная для целого индекса. Формула (3,1) в этом случае запишется в виде

$$\omega_2 = \frac{2n\mu_1\omega_1}{\mu_1(1+\cos\theta) + [2n\omega_1 + m^2(1+\xi^2)/\mu_1](1-\cos\theta)}. \quad (3,7)$$

Легко видеть, что ω_2 растет с увеличением n и при $n \rightarrow \infty$ имеет предельное значение

$$\omega_{2\max} = \frac{\mu_1}{1-\cos\theta}. \quad (3,8)$$

Для рассматриваемых многофотонных процессов основным, естественно, является величина сечения. Очевидно, что эти сечения должны иметь приемлемые значения для сколько-нибудь эффективного наблюдения этих процессов. Параметром, определяющим величину сечения, является ξ . При $\xi \rightarrow 0$ выражения (3,6)—(3,8) переходят в обычные формулы комптоновского рассеяния. При $\xi \gg 1$ анализ формулы (3,6) показывает, что наиболее вероятным процессом является поглощение в одном акте сразу $n \sim \xi^3$ квантов. Однако, оценка практически возможных значений ξ при учете максимальных мощностей излучения, которые могут быть получены с помощью лазеров, показывает, что случай $\xi \gg 1$ является нереальным. Для современных наиболее мощных лазеров (несколько Гвт/см²) величина $\xi^2 \approx 5 \cdot 10^{-10}$. При фокусировании света этих лазеров в пятно с диаметром 10^{-3} см величина ξ^2 достигает значения $\sim 5 \cdot 10^{-4}$. Поэтому практически важным является случай $\xi \ll 1$. Для этого случая сечение комптоновского рассеяния на покоящемся электроне имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\omega_2}{n\omega_1} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{n\omega_1} + \frac{n\omega_1}{\omega_2} - \sin^2\theta \right) \Phi_n, \quad (3,9)$$

где

$$\Phi_n = \frac{n^{2n+1}}{(n!)^2} \left(\frac{\xi \sin\theta}{2} \right)^{2n-2},$$

и соотношение Комптона будет

$$\omega_2 = \frac{n\omega_1}{1 + \left(\frac{n\omega_1}{m} + \frac{\xi^2}{2} \right) (1 + \cos\theta)}. \quad (3,10)$$

Как видно, сечение резко падает с увеличением n , и поэтому оно может иметь заметные значения для малых n . Например, для $n=2$ имеем

$$\Phi_2 = 2\xi^2 \sin^2\theta,$$

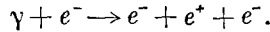
и полное сечение выражается следующим образом:

$$\sigma_2 = 4\pi r_0^2 \xi^2 \left[\frac{(1+\gamma)(2+4\gamma-\gamma^2)}{\gamma^5} \ln(1+2\gamma) + \frac{2}{1+2\gamma} - \frac{2(6+12\gamma-\gamma^2)}{3\gamma^4} \right],$$

$$\gamma = \frac{2\omega_1}{m}. \quad (3,11)$$

Для фокусированного пучка лазерного света вышеуказанной мощности $\sigma_2 \approx 3 \cdot 10^{-28}$ см². Такая величина сечения, по-видимому, позволит наблюдать эффект при $n=2$. При значениях $n > 3$ процесс, вероятно, нельзя будет наблюдать.

Интересно отметить, что при взаимодействии света с электронами высокой энергии может происходить образование электронно-позитронных пар в поле электрона:



Порог этой реакции относительно низкий: в системе, где электрон покоится, он равен $4m$. Для электронов с энергией 40 Бэв (Стэнфорд) необходимая для рождения пары энергия первичных фотонов составляет $12,5 \text{ эв}$. Наличие достаточно интенсивных когерентных источников далекого ультрафиолетового излучения даст возможность одновременно с комптоновским рассеянием наблюдать и эту реакцию. Впрочем, так же как и при комптоновском рассеянии, образование пар может происходить с одновременным поглощением нескольких фотонов, что в принципе может позволить наблюдать реакцию, даже если энергия первичных фотонов ниже пороговой.

2. Поляризационные явления

Существенной и крайне важной особенностью γ -квантов, образующихся при комптоновском рассеянии на движущемся электроне, является наличие весьма высокой степени их поляризации. Рассмотрим поляризационные особенности этих γ -квантов³. Это представляет интерес, поскольку поляризация первичных фотонов может быть выбрана вполне определенной при использовании в качестве первичных фотонов излучения оптических квантовых генераторов. Параметры Стокса для первичных $\xi_i^{(1)}$ и вторичных фотонов $\xi_i^{(2)}$ при комптон-эффекте на покоящемся электроне выражаются соответственно в ортах

$$\chi_1^{(1)} = \frac{[\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2]}{|\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2|}, \quad \chi_2^{(1)} = \frac{1}{|\mathbf{k}_1|} [\mathbf{k}_1 \chi_1^{(1)}], \quad (3,12a)$$

$$\chi_1^{(2)} = \frac{[\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2]}{|\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2|}, \quad \chi_2^{(2)} = \frac{1}{|\mathbf{k}_2|} [\mathbf{k}_2 \chi_1^{(2)}] \quad (3,12b)$$

следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^{(2)} &= [\sin^2 \theta' + (1 + \cos^2 \theta') \xi_1^{(1)}] \frac{1}{F}, \\ \xi_2^{(2)} &= 2 \cos \theta' \xi_2^{(1)} \frac{1}{F}, \\ \xi_3^{(2)} &= \left[\left(\frac{\omega_1'}{\omega_2'} + \frac{\omega_2'}{\omega_1'} - 2 \right) \xi_2^{(1)} + 2 \xi_3^{(1)} \right] \frac{\cos \theta'}{F}. \end{aligned} \right\} \quad (3,13)$$

В формулах (3,12) и (3,13) $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ — волновые векторы падающего и рассеянного фотонов, ω_1', ω_2' — соответственно их частоты, θ' — угол между этими фотонами; F имеет вид

$$F = \frac{\omega_1'}{\omega_2'} + \frac{\omega_2'}{\omega_1'} + (\xi_1^{(1)} - 1) \sin^2 \theta'; \quad (3,14)$$

$\xi_1^{(1)}, \xi_2^{(1)}$ определяют вероятность двух линейных поляризаций под углом $\pi/4$ друг к другу, $\xi_3^{(1)}$ — циркулярную поляризацию. Рассмотрим поляризационные свойства фотонов в некоторых фиксированных осях x, y, z (ось z направлена по импульсу первичного фотона).

Поляризацию первичных фотонов считаем заданной в этих фиксированных ортах и параметры Стокса $\xi_i^{(1)}$ запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^{(1)} &= P \cos 2\beta \cos 2\alpha, \\ \xi_2^{(1)} &= P \cos 2\beta \sin 2\alpha, \\ \xi_3^{(1)} &= P \sin 2\beta; \end{aligned} \right\} \quad (3,15)$$

P — степень поляризации падающих фотонов. При повороте на азимутальный угол φ вокруг оси z угол β не изменяется, а к α добавляется угол φ ; поэтому $\xi_i^{(1)}$ в ортах $\chi_1^{(1)}$ выражаются следующим образом через $\xi_i^{(1)}$:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^{\prime(1)} &= \cos 2\varphi \cdot \xi_1^{(1)} - \sin 2\varphi \cdot \xi_2^{(1)}, \\ \xi_2^{\prime(1)} &= \sin 2\varphi \cdot \xi_1^{(1)} + \cos 2\varphi \cdot \xi_2^{(1)}, \\ \xi_3^{\prime(1)} &= \xi_3^{(1)}. \end{aligned} \right\} (3,16)$$

Используя выражения для $\xi_i^{\prime(1)}$ и учитывая формулы (3,13), получим в ортах $\chi_i^{(2)}$ следующие выражения для параметров Стокса $\xi_i^{\prime(2)}$:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^{\prime(2)} &= [\sin^2 \theta' + (1 + \cos^2 \theta') \cos 2\varphi \cdot \xi_1^{(1)} - (1 + \cos^2 \theta') \sin 2\varphi \xi_2^{(1)}] \frac{1}{F'}, \\ \xi_2^{\prime(2)} &= (\sin 2\varphi \cdot \xi_1^{(1)} + \cos 2\varphi \cdot \xi_2^{(1)}) \frac{2 \cos \theta'}{F'}, \\ \xi_3^{\prime(2)} &= \left[\left(\frac{\omega_1'}{\omega_2} + \frac{\omega_2'}{\omega_1} - 2 \right) \sin 2\varphi \cdot \xi_1^{(1)} + \left(\frac{\omega_1'}{\omega_2} + \frac{\omega_2'}{\omega_1} - 2 \right) \cos 2\varphi + 2\xi_3^{(1)} \right] \frac{\cos \theta'}{F'}, \end{aligned} \right\} (3,17)$$

где F' , учитывая формулы (3,14) и (3,16), запишется в виде

$$F' = \frac{\omega_1'}{\omega_2} + \frac{\omega_2'}{\omega_1} + (\xi_1^{(1)} \cos 2\varphi - \xi_2^{(1)} \sin 2\varphi - 1) \sin^2 \theta'. \quad (3,18)$$

Если первичные фотон и электрон до столкновения двигались под углами $\theta_1=0$ и π друг к другу, то поляризация вторичных фотонов, определяемая параметрами $\xi_i^{\prime(2)}$ в ортах (3,12б) в системе покоя начального электрона, остается неизменной в тех же ортах в лабораторной системе при условии, что частоты ω_1' , ω_2' и угол θ' выражены в системе покоя электрона. В этом можно убедиться следующим образом. Легко заметить, что направление электрического вектора в состоянии $\chi_1^{(2)}$ не изменяется при переходе от системы покоя электрона к лабораторной. Если поляризационное состояние вторичного фотона было таково, что вектор его электрического поля был направлен по $\chi_2^{(2)}$, то легко убедиться, сделав преобразование Лоренца, что этот вектор в лабораторной системе будет направлен по новому орту $\chi_3^{(2)}$ (ортогональному к $\chi_1^{(1)}$ и $\mathbf{k}_{2\text{лаб}}$). Так как любое состояние поляризации может быть представлено как суперпозиция двух ортогональных состояний с инвариантными амплитудами, очевидно, что параметры $\xi_i^{\prime(2)}$ остаются неизменными при переходе к лабораторной системе координат. Точно так же не меняются параметры для начального фотона. Итак, мы приходим к выводу, что формулу (3,17) дают параметры поляризации рассеянного фотона в лабораторной системе (в ортах, привязанных к плоскости рассеяния).

Угол θ' в системе покоя электрона связан с энергией рассеянных фотонов в лабораторной системе соотношением ($\hbar = c = 1$)

$$\omega_2' = \omega_1 \frac{1 - v_1 \cos \theta_1 + v_1 (\cos \theta_1 - v_1) \cos \theta' + v_1 \sqrt{1 - v_1^2} \sin \theta_1 \sin \theta'}{1 - v_1^2 + \frac{\omega_1}{\mathcal{E}_1} (1 - \cos \theta) (1 - v_1 \cos \theta_1)}, \quad (3,19)$$

где v_1 , \mathcal{E}_1 — скорость и энергия электрона, θ_1 — угол между направлениями первичных фотона и электрона, ω_1 — энергия первичного фотона в лабораторной системе.

В случае $\theta_1 = \pi$ это соотношение имеет вид

$$\cos \theta' = \frac{\omega_1 \left(1 - \frac{\omega_2}{\mathcal{E}_1} \right) - \frac{1}{1 + v_1} \left(\frac{m}{\mathcal{E}_1} \right) \omega_2}{\omega_1 \left(v_1 - \frac{\omega_2}{\mathcal{E}_1} \right)}. \quad (3,20)$$

Используя эту связь между θ' и ω_2 , можно получить зависимость степени поляризации рассеянных γ -квантов от их энергии. При этом следует учесть, что

$$\omega'_1 = \omega_1 \frac{1 - v_1 \cos \theta_1}{\sqrt{1 - v_1^2}} \quad (3,21)$$

и

$$\omega'_2 = \frac{\omega'_1}{1 + \frac{\omega'_1}{m} (1 - \cos \theta')} \quad (3,22)$$

Из формул (3,17) следует, что, варьируя поляризационное состояние первичных фотонов, можно получить под определенным углом φ достаточно высокую степень поляризации необходимого типа.

Экспериментальные условия часто не позволяют выделить вторичные фотоны, испускаемые под определенными азимутальными углами φ . Для таких практически важных случаев требуется знать усредненную по всем возможным φ поляризацию пучка вторичных фотонов. Для γ -квантов, идущих под малыми углами θ_2 к оси z , можно выбрать в качестве поляризационных ортов фиксированные x и y . Следует учесть, что в случае комптон-эффекта на релятивистских электронах углы θ_2 весьма малы практически для всего интервала частот, кроме $\omega_2 \approx \omega_1$. Чтобы произвести указанное усреднение по φ , выразим параметры Стокса рассеянных γ -квантов $\xi_i^{(2)}$ в фиксированной системе ортов, для чего необходимо произвести поворот ортов $\chi_i^{(2)}$ на угол $-\varphi$:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^{(2)} &= \xi_1^{(2)} \cos 2\varphi + \xi_2^{(2)} \sin 2\varphi, \\ \xi_2^{(2)} &= -\xi_1^{(2)} \sin 2\varphi + \xi_2^{(2)} \cos 2\varphi, \\ \xi_3^{(2)} &= \xi_3^{(2)}, \end{aligned} \right\} \quad (3,23)$$

и тогда $\xi_i^{(2)}$ будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^{(2)} &= \frac{1}{F'} \left\{ \xi_1^{(1)} [\cos^2 2\varphi (1 \mp \cos \theta')^2 \pm 2 \cos \theta'] - \xi_2^{(1)} \sin 4\varphi \frac{(1 \mp \cos \theta')^2}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \cos 2\varphi \sin^2 \theta' \right\}, \\ \xi_2^{(2)} &= \frac{1}{F'} \left\{ -\xi_1^{(1)} \sin 4\varphi \frac{(1 \mp \cos \theta')^2}{2} + \right. \\ &\quad \left. + \xi_2^{(1)} [\pm 2 \cos \theta' + \sin^2 2\varphi (1 \mp \cos \theta')^2] - \sin 2\varphi \sin^2 \theta' \right\}, \\ \xi_3^{(2)} &= \frac{\cos \theta'}{F'} \left\{ \xi_1^{(1)} \sin 2\varphi \left(\frac{\omega'_1}{\omega_2} + \frac{\omega'_2}{\omega_1} - 2 \right) + \xi_2^{(1)} \cos 2\varphi \left(\frac{\omega'_1}{\omega_2} + \frac{\omega'_2}{\omega_1} - 2 \right) + 2\xi_3^{(1)} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (3,24)$$

При двойном знаке в этих формулах верхний соответствует рассеянию фотона в переднюю полусферу относительно направления своего движения в системе покоя электрона, нижний знак относится к обратному случаю, связанному с образованием наиболее жестких γ -квантов. После усреднения $\xi_i^{(2)}$ по всем φ с весом, пропорциональным сечению рассеяния, получим

$$\left. \begin{aligned} \overline{\xi_1^{(2)}} &= \frac{(1 + |\cos \theta'|)^2}{2 \left(\frac{\omega'_1}{\omega_2} + \frac{\omega'_2}{\omega_1} - \sin^2 \theta' \right)} \xi_1^{(1)}, \\ \overline{\xi_2^{(2)}} &= -\frac{(1 + |\cos \theta'|)^2}{2 \left(\frac{\omega'_1}{\omega_2} + \frac{\omega'_2}{\omega_1} - \sin^2 \theta' \right)} \xi_2^{(1)}, \\ \overline{\xi_3^{(2)}} &= \frac{2 \cos \theta'}{\frac{\omega'_1}{\omega_2} + \frac{\omega'_2}{\omega_1} - \sin^2 \theta'} \xi_3^{(1)}. \end{aligned} \right\} \quad (3,25)$$

Степень поляризации \bar{P} рассеянных фотонов при этом будет

$$\bar{P}^2 = \frac{0,25 (1 + |\cos \theta'|)^4 (\xi_1^{2(1)} + \xi_2^{2(1)}) + 4\xi_3^{2(1)} \cos^2 \theta'}{\left(\frac{\omega_1'}{\omega_2'} + \frac{\omega_2'}{\omega_1'} - \sin^2 \theta'\right)^2}. \quad (3,26)$$

Формула (3,25) иллюстрируется кривыми (рис. 22), из которых следует, что можно получить пучки жестких γ -квантов с высокой (доходящей до 100%) степенью поляризации. Заметим, что значение максимально достигнутой степени поляризации γ -квантов должно падать с увеличением

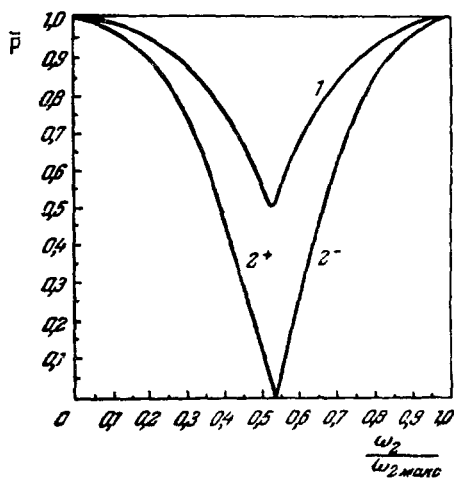


Рис. 22. Зависимость степени поляризации рассеянных фотонов от их энергии.

1 — случай линейно-поляризованных первичных фотонов, $\xi_1^{2(1)} + \xi_2^{2(1)} = 1$; 2 — случай циркулярно-поляризованных первичных фотонов, $\xi_3^{(1)} = 1$; плюс соответствует направлению поляризации, совпадающему с направлением поляризации первичных фотонов, минус — обратному.

же рассеянии света на релятивистских электронах. Поляризованные электроны сами по себе представляют особый интерес, но в настоящем обзоре мы касаемся механизма их получения лишь постольку, поскольку это представляет интерес с точки зрения получения поляризованных γ -квантов.

При комптоновском рассеянии циркулярно поляризованного фотона с частотой ω_1' на угол θ' на покоящемся электроне последний приобретает поляризацию²⁸

$$S = \frac{\xi_3 (1 - \cos \theta')}{m (1 + \cos^2 \theta') + (\omega_1' - \omega_2') (1 - \cos \theta')} \left\{ \left[\cos \theta' - (1 + \cos \theta') \frac{(\omega_1' + m)}{(\omega_1' - \omega_2' + 2m)} \right] P_2' + (1 + \cos \theta') \left[K_2' - \frac{P_2'}{P_2'^2} (K_2' P_2') \right] \right\}, \quad (3,27)$$

где K_2' , P_2' — импульсы рассеянного фотона и электрона соответственно.

Заметной величины поляризации конечных электронов при отражении света от движущихся электронов можно ожидать лишь в случае, когда в системе покоя электрона его отдача сравнима с массой покоя. Такая ситуация имеет место для электронов с энергией в несколько $B\bar{e}v$ и выше в случае, когда первичные фотоны принадлежат лазерному излучению.

энергии электронов благодаря выражению, стоящему в знаменателе формулы (3,25). Однако это уменьшение степени поляризации γ -квантов становится заметным лишь при энергиях электронов в несколько десятков $B\bar{e}v$ (см. табл. III), что превышает значение энергии электронов, достигнутых в настоящее время на ускорителях.

Поляризованные γ -кванты высокой энергии, как уже отмечалось выше, могут быть также образованы в процессе тормозного излучения поляризованных электронов. Такой метод получения поляризованных γ -квантов не применялся лишь в силу отсутствия возможностей получения поляризованных электронов высокой энергии.

В работе¹ была выявлена простая и эффективная возможность получения поляризованных электронов высокой энергии при том

Если спин и импульс электрона составляют угол α' в системе покоя, то этот же угол в лабораторной системе таков:

$$\cos \alpha = \frac{\mathcal{E}_2 \mathcal{E}'_2 - m \mathcal{E}_1}{P_2 P'_2} \cos \alpha' - \sqrt{1 - \left(\frac{\mathcal{E}_2 \mathcal{E}'_2 - m \mathcal{E}_1}{P_1 P'_2} \right)^2} \sin \alpha'. \quad (3,28)$$

Рассеянные электроны в лабораторной системе имеют незначительные углы относительно своего первоначального направления, и поэтому,

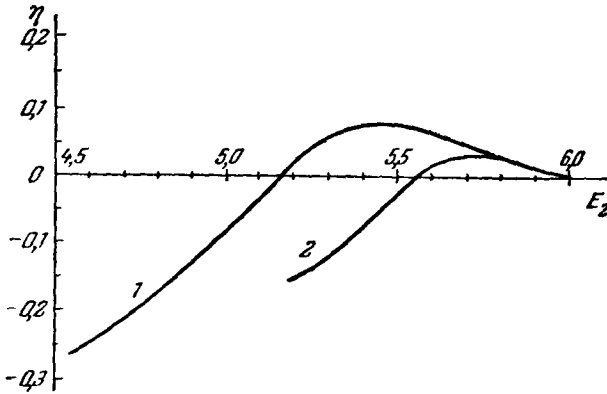


Рис. 23. Зависимость степени продольной поляризации η рассеянного электрона от его энергии E_2 (Бэв).

1 — $\mathcal{E}_1 = 6$ Бэв, $\omega_1 = 3,56$ эв; 2 — $\mathcal{E}_1 = 6$ Бэв, $\omega_1 = 1,78$ эв.

если специально не отбирать электроны по азимуту, в целом рассеянный пучок электронов не будет обладать поперечной поляризацией.

На рис. 23 и 24 приводятся вычисленные с помощью формул (3,27) и (3,28) значения продольной поляризации электронов η для $\mathcal{E}_1 = 6$ и 40 Бэв при $\omega_1 = 1,78$ и 3,56 эв соответственно. Как видно из этих кривых, степень продольной поляризации вторичных электронов растет с увеличением \mathcal{E}_1 или ω_1 , и при энергиях электронов ~ 40 Бэв можно иметь пучки электронов высокой энергии с весьма высокой степенью поляризации. Энергетический спектр вторичных электронов просто связан со спектром рассеянных фотонов (3,5), и в ней примерно одинаково представлены электроны различных энергий, от $\mathcal{E}_1 - \omega_2$ макс до \mathcal{E}_1 . Полное число рассеянных электронов будет, разумеется, совпадать с числом рассеянных фотонов, оценки которого приводились выше.

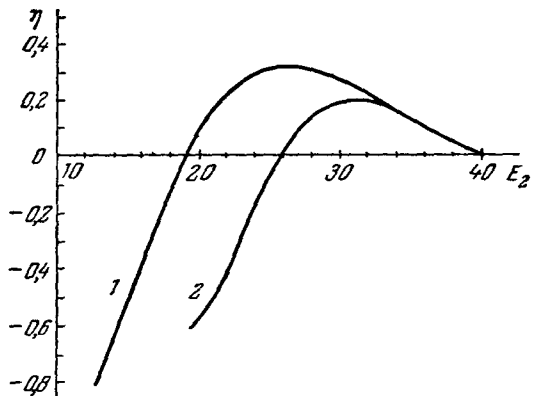


Рис. 24. Зависимость степени продольной поляризации η рассеянного электрона от его энергии E_2 (Бэв).

1 — $\mathcal{E}_1 = 40$ Бэв, $\omega_1 = 3,56$ эв; 2 — $\mathcal{E}_1 = 40$ Бэв, $\omega_1 = 1,78$ эв.

γ -кванты тормозного излучения продольно-поляризованных электронов (в отличие от поперечно-поляризованных) будут обладать довольно высокой степенью циркулярной поляризации, которая согласно расчетам

Олсена и Максимова³² выражается следующим образом:

$$P_{\pi} = \pm \frac{K [(\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2)(3 + 2\Gamma) - 2\mathcal{E}_2(1 + 4P_1^2 \theta_V^2 \Gamma)]}{(\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2)(3 + 2\Gamma) - 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2(1 + 4P_1^2 \theta_V^2 \Gamma)}, \quad (3,29)$$

где $v = (1 + P_1^2 \theta_V^2)^{-1}$, $\Gamma = \ln(411 Z^{-1/3}/v) - 2 - f(Z)$ для случая полного экранирования,

$$f(Z) = a^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + a^2)} \quad \text{и} \quad a = Ze^2/hc.$$

Степень поляризации при $K \ll \mathcal{E}_1$ примерно линейно возрастает от нуля с увеличением энергии γ -квантов и достигает 100% при $K \approx \mathcal{E}_1$.

Следует отметить, что поляризованные γ -кванты, получаемые этим методом, будут иметь энергию вплоть до энергий первичных электронов, что является заметным преимуществом по сравнению со всеми другими методами. Однако спектр этих γ -квантов, естественно, будет обычным торозным с присущими ему недостатками.

§ 3. Экспериментальные исследования

Эксперимент по рассеянию света на электронном пучке был недавно выполнен Фиокко и Томпсоном²². Фокусированный с помощью оптической линзы свет рубинового лазера ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) падал под прямым углом на пучок электронов с энергией 2 кэВ. Электронный пучок также фокусировался с помощью магнитной линзы. Рассеянное излучение наблюдалось под углом 65° к направлению электронного пучка в плоскости, перпендикулярной к пучку лазерного света. Энергия оптического квантового генератора, действующего в течение 0,8 мсек, составляла 20 Дж. Плотность электронного пучка, ток которого составлял 75 ма, авторами работы оценивается равной $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Поляризация падающего света была выбрана в направлении оси электронного пучка. Из объема диаметром 2 мм, внутри которого происходит столкновение фотонного и электронного пучков, рассеянное излучение собирается линзой на присовую диафрагму и далее, пройдя систему фильтров, детектируется фотоумножителем, охлажденным до температуры жидкого азота. При выбранной кинематике эксперимента длина волны рассеянного излучения должна быть меньше длины волны лазерных фотонов на 259 \AA . Интерференционные фильтры с полосой пропускания 10 \AA , расположенные на пути к фотоумножителю, уменьшают число фоновых фотонов, которые образуются при рассеянии света накачки лазера на стенках вакуумной камеры и далее попадают на фотоумножитель. Эти фильтры уменьшают также фон, обусловленный свечением нити накала электронной пушки и остаточного газа, возбуждаемого электронным пучком. При совместной работе электронной пушки и оптического генератора осциллограф регистрировал сигналы от фотоумножителя в течение 2 мсек, а лазер работал 0,8 мсек. Аналогичные сигналы регистрировались при работе электронной пушки и оптического генератора в отдельности. Измеренное число фотоэлектронов, соответствующее сигналу, оказалось больше числа, обусловленного фоном во время совместной работы электронной пушки и лазера. Фон при работе только лазера, без электронного пучка, оказался незначительным. Гораздо больший фон образуется при работе электронного пучка без действия лазера.

Было проведено три серии измерений по 15, 21 и 22 регистраций в каждой из них. В последней серии, с одной стороны, была увеличена энергия лазера на 20%, с другой, — улучшена фокусировка электронного

пучка. Среднее число фотоэлектронов (квантовая эффективность фотокаатода 5%) в каждой серии было равно 3,1; 1,85 и 5,8, соответствующие стандартные отклонения 1,4; 0,90 и 1,85. Среднее число фоновых фотоэлектронов мало зависело от включения в действие лазерного пучка и за первые две серии измерений не превышало 1,25. Сечение томсоновского рассеяния равно $6,7 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$, и ожидаемое число фотоэлектронов для условий описываемого эксперимента авторами оценивается (для первых двух серий измерений) равным 3,1. Хотя этот эксперимент не выявляет основных характеристик рассеяния света на электронах, он интересен уже тем, что впервые наблюдалось в чистом виде рассеяние света на свободных электронах. Гораздо более интересными экспериментами, безусловно, будут рассеяние света на релятивистских электронах и, как это уже описывалось выше, получение при этом γ -квантов высокой энергии. Такие эксперименты сейчас подготавливаются в различных лабораториях, располагающих электронными ускорителями большой энергии.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. А р у т ю н я н, Ф. Р. А р у т ю н я н, В. А. Т у м а н я н, Preprint JTEP, 200 (1963); Phys. Rev. Lett. 8, 39 (1964).
2. Ф. Р. А р у т ю н я н, Вопросы физики элементарных частиц, Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1963, стр. 446.
3. Ф. Р. А р у т ю н я н, И. И. Г о л ь д м а н, В. А. Т у м а н я н, ЖЭТФ 45, 312 (1963).
4. Ф. Р. А р у т ю н я н, И. И. Г о л ь д м а н, В. А. Т у м а н я н, в сб. «Международная конференция по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1963.
5. Ф. Р. А р у т ю н я н, В. А. Т у м а н я н, ЖЭТФ 44, 2100 (1963).
6. G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas, Nuovo cimento 28, 435 (1963).
7. G. Barbiellini, G. Bologna, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF), 62/413 (1962).
8. G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas, Phys. Rev. Lett. 8, 454 (1962).
9. G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas, Phys. Rev. Lett. 9, 396 (1962).
10. G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas, Phys. Rev. Lett. 8, 412 (1962).
11. G. Bologna, Laboratori Nazionali di Frascati (LNF), 62/56 (1962).
12. G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas, Phys. Rev. Lett. 4, 572 (1960).
13. G. Bologna, G. Diambrini, G. P. Murtas, Phys. Rev. Lett. 4, 434 (1960).
14. N. Gabibbo, G. de Prato, G. De Franceschi, U. Mosco, Phys. Rev. Lett. 6, 270 (1962).
15. N. Gabibbo, G. de Prato, G. Franceschi, U. Mosco, Nuovo cimento 27, 979 (1963).
16. N. Gabibbo, G. de Prato, G. de Franceschi, U. Mosco, Phys. Rev. Lett. 9, 435 (1962).
17. N. Gabibbo, Phys. Rev. Lett. 7, 386 (1961).
18. G. Diambrini, Proceedings of the Conference on Photon Interaction in the BeV Energy Range, January 26, 1963.
19. F. J. Dyson, H. Uberall, Phys. Rev. 99, 604 (1955).
20. P. P. Ewald, Handb. der Phys., Bd. 23, Berlin, 1933, часть 2.
21. B. Ferreti, Nuovo cimento 7, 418 (1950).
22. G. Fiocco, E. Thompson, Phys. Rev. Lett. 10, 89 (1963).
23. G. Frisch, Acta Phys. Austriaca 12, 331 (1959).
24. Frisch, D. N. Olsen, Phys. Rev. Lett. 3, 141 (1959).
25. I. Coldman, Phys. Lett. 8, 103 (1964).
26. F. R. Harutyunian, V. A. Tumanyan, Preprint TEP, 137 (1962); Phys. Rev. Lett. 4, 176 (1963).
27. G. T. Hoff, Phys. Rev. 122, 665 (1961).
28. F. W. Lipps, H. A. Tolhoek, Physica 20, 395 (1954).
29. R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett. 10, 75 (1963).

30. R. H. Milburn, Proceedings of the Conference on Photon Interaction in the BeV Energy Range, January 26, 1963.
 31. R. H. Mozley, I. De Wiere, Nuovo cimento 27, 1281 (1963).
 32. H. Olsen, L. C. Maximon, Phys. Rev. 114, 887 (1959).
 33. W. K. H. Panofsky, A. N. Sakhena, Phys. Rev. Lett. 2, 249 (1959).
 34. A. N. Sakhena, Phys. Rev. Lett. 4, 311 (1960).
 35. A. N. Sakhena, Phys. Rev. 125, 1720 (1962).
 36. Э. В. Сехпосян, М. Л. Тер-Микаелян, Изв. АН СССР, сер. физ. 14, 143 (1961).
 37. L. I. Schiff, Phys. Rev. 117, 1394 (1960).
 38. R. E. Taylor, R. F. Mozley, Phys. Rev. 117, 835 (1960).
 39. М. Л. Тер-Микаелян, ЖЭТФ 25, 296 (1953).
 40. H. A. Tolhoek, Rev. Mod. Phys. 28, 277 (1956).
 41. B. D. Tollis, A. Verganelakis, Phys. Rev. Lett. 6, 371 (1961).
 42. В. А. Туманян, в сб. «Вопросы физики элементарных частиц», Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1963, ст. 464.
 43. В. А. Туманян, в сб. «Международная конференция по элементарным частицам» (Сиена, Италия, 1—6 октября 1963 г.).
 44. H. Uberall, Phys. Rev. 103, 1055 (1956).
 45. H. Uberall, Phys. Rev. 107, 223 (1957).
 46. H. Uberall, Zs. Naturforsch. 172, 332 (1962).
 47. H. Uberall, Proceedings of the Conference on Photon Interaction in the BeV. Energy Range, January 26, 1963.
 48. E. S. Williams, Kgl. Dan. Sel., Mat. fys. Medd. 13, 4 (1935).
-