

индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-435(42)-80

С.М.ДАРБИНЯН, К.А.ИСПИРЯН

КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И  
ОБРАЗОВАНИЕ ПАР РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ТЯЖЕЛЫМИ  
ЧАСТИЦАМИ В КРИСТАЛЛЕ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

ЕФИ-435(42)-80

С.М. ДАРВИНЯН, К.А. МСИРИАН

КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ОБРАЗОВАНИЕ  
ПАР РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ В КРИСТАЛЛЕ

в кулоновском поле ядра возбужденных атомов [1-3]. Как указано в [4], при высоких энергиях в монокристаллических средах в случае тяжелых частиц, так и в случае электронов, также могут возникнуть когерентные эффекты. Для появления когерентных эффектов необходимо, чтобы возбужденная зона формирования (процесса взаимодействия) была достаточно узкой [5]. Поскольку зона формирования  $\sim 1/\lambda$ , то для появления когерентных эффектов будут иметь место только при достаточно больших энергиях тяжелых частиц.

Когерентное тормозное излучение (КИ) тяжелых частиц со спином полония (мезон, протон) было рассмотрено в [5], там же в общих формулах КИ [6] для случая тормозного излучения тяжелых частиц.

В первой части настоящей работы рассмотрено когерентное при

Ереван 1980

© Ереванский физический институт, 1980

#### Введение

Процессы тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар частицей с массой  $M$ , большей массы электрона, в кулоновском поле ядра исследованы давно [1,2,3]. Как указано в [4], при высоких энергиях в монокристаллических средах в случае тяжелых частиц, как и в случае электронов, также могут возникать когерентные эффекты. Для появления когерентных эффектов необходимо, чтобы соответствующая зона формирования  $\ell$  процесса была больше постоянной кристалла  $a$ . Поскольку зона формирования  $\ell = \delta^{-1}$ , где  $\delta$  — минимальный продольно переданный импульс, то  $\ell \sim E/M^2$ , и, следовательно, когерентные эффекты будут иметь место только при достаточно больших энергиях начальных частиц.

Когерентное тормозное излучение (КТИ) тяжелых частиц со спином половина (мюон, протон) было рассмотрено в [5], заменой в обычных формулах КТИ [4] массы электрона массой тяжелой частицы.

В первой части настоящей работы рассмотрено когерентное пря-

мое и обратное тормозное излучение частицы со спином ноль.

Получены выражения для дифференциальных сечений, которые отличаются от соответствующих формул КТИ и обратного КТИ для электрона [6] не только массой, но и спиновыми членами. Проведенные численные расчеты интенсивности излучения в кристалле показывают, что при энергиях пионов  $E \sim 10-1000$  Гэв, достижимых на современных ускорителях, ожидается превышение интенсивности излучения в  $\sim 4$  раза над аморфной частью в области  $\chi = \omega/E \sim 10^{-4}-10^{-3}$ , где  $\omega$  - энергия излученного фотона.

Во второй части работы методом псевдофотонов исследуется образование электрон-позитронных пар тяжелыми частицами в кристалле. Этот процесс тем же методом псевдофотонов был рассмотрен недавно в [7], используя сечение образования пар фотоном в эйкональном приближении. Однако, рассмотрение проведено в модели цепочки равноудаленных атомов, и полученные выражения для дифференциального сечения относятся к случаю тонких кристаллических мишеней, толщина которых меньше зоны формирования. В данной работе получено выражение дифференциального сечения для более реалистического случая толстых мишеней, толщина которых больше зоны формирования, с использованием известных формул для сечения образования пар фотоном в трехмерном кристалле. Проведенные нами вычисления показывают, что при энергиях пионов 400-1000 Гэв дифференциальное по энергии позитрона  $\epsilon_+$  сечение в кристалле в 2-3 раза превышает сечение в аморфной среде при  $\chi = \epsilon_+/E \sim 10^{-3}$ .

### 1. Прямое и обратное тормозное излучение

скалярных частиц в кристалле  
Рассмотрим сначала тормозное излучение скалярной частицы S

с массой M в кулоновском поле ядра Z:  $S + Z \rightarrow S + Z + \gamma$   
Минимальный переданный ядру импульс в релятивистском случае определяется формулой

$$\delta_s = M^2 \chi / 2E(1-\chi). \quad (I.1)$$

Исходя из выражения для дифференциального сечения тормозного излучения скалярной частицы в кулоновском поле в борновском приближении [2] и заменяя фурье-компоненту потенциала атома на фурье-компоненту потенциала кристалла, получим:

$$d\sigma_s(\vec{P}, \vec{P}', \vec{K}, \vec{e}) = \frac{Z^2 \alpha^3}{\pi^2} \frac{1}{\omega E E'} \frac{1}{(q^2 + \beta^2)^2} \left| \sum_i e^{i\vec{q}\vec{r}_i} \right|^2 \cdot \left| \vec{e}, \frac{E'\vec{P}}{\epsilon_1} - \frac{E\vec{P}'}{\epsilon_2} \right|^2 \delta(E-E'-\omega) d^3K d^3P', \quad (I.2)$$

где E,  $\vec{P}$ ; E',  $\vec{P}'$ ;  $\omega$ ,  $\vec{K}$  - энергии и импульсы начальной и конечной частиц и излученного фотона,  $\vec{e}$  - вектор поляризации фотона,  $\beta = R^{-1}$ , R - радиус экранировки,  $\vec{r}_i$  - координаты атомов кристалла,  $\vec{q} = \vec{P} - \vec{P}' - \vec{K}$  - переданный ядру импульс,  $\epsilon_1 = \vec{K}\vec{P} - \omega E$ ,  $\epsilon_2 = \vec{K}\vec{P}' - \omega E$ . Выражение (I.2) отличается от соответствующего выражения для электрона спиновым членом.

После проведения усреднения по тепловым колебаниям атомов кристаллической решетки сечение представляется в виде суммы аморфного и интерференционного сечений  $d\sigma_s^{KP} = d\sigma_s^a + d\sigma_s^i$ :

$$d\sigma_s^a = N \frac{Z^2 \alpha^3}{\pi^2} \frac{1}{EE'} \frac{1 - \exp(-q^2 \bar{u}^2)}{(q^2 + \beta^2)^2} \left| \vec{e}, \frac{E'\vec{P}}{\epsilon_1} - \frac{E\vec{P}'}{\epsilon_2} \right|^2 \delta(E-E'-\omega) \frac{d^3K}{\omega} d^3P', \quad (I.3)$$

$$d\sigma_s^i = N \frac{Z^2 \alpha^3}{\pi^2} \frac{2}{EE'} \sum_{\vec{q}} D(\vec{q}) \delta(\vec{q}-\vec{q}) \left| \vec{e}, \frac{E'\vec{P}}{\epsilon_1} - \frac{E\vec{P}'}{\epsilon_2} \right|^2 \delta(E-E'-\omega) \frac{d^3K}{\omega} d^3P', \quad (I.4)$$

где N - число атомов кристалла,  $\bar{u}^2$  - среднее квадратичное

тепловое смещение атомов,

$$D(\mathbf{g}) = \frac{(2\pi)^3}{V_0} \frac{S(\mathbf{g})}{n_0} \frac{\exp(-g^2 \bar{u}^2)}{(g^2 + \beta^2)^2}, \quad (I.5)$$

$n_0$ ,  $V_0$  - число атомов и объем элементарной ячейки,  $S(\mathbf{g})$  - структурный фактор,  $\vec{g}$  - вектор обратной решетки.

Проинтегрировав (I.3), (I.4) по  $d^3 p'$  и суммируя по поляризациям фотона, получим для углового распределения тормозного излучения в кристалле следующее выражение:

$$d\epsilon_s(\vec{p}, \vec{k}) = 4N\epsilon_s \frac{dx}{x} \frac{du^2 d\psi_\gamma}{2\pi} (1-x) (\phi_s^a + \phi_s^i), \quad (I.6)$$

функции  $\phi_s^a$  и  $\phi_s^i$  можно представить в простом виде

$$\phi_s^a = \xi^2 \left\{ 8u^2 \xi^2 - 2 + (1 - 2u^2 \xi^2) \left( \ln \frac{M^2}{\beta^2 \xi^2} - 2B(\beta^2 \bar{u}^2) \right) \right\},$$

$$\phi_s^i = \sum_{\vec{g}} D(\mathbf{g}) \left\{ -M^2 (\xi - \eta^2) + \xi \eta g_1^2 \right\} \delta \left\{ \phi(\vec{g}, \vec{k}) \right\}. \quad (I.7)$$

В (I.6), (I.7) введены следующие обозначения  $\epsilon_s = \vec{z}^2 \alpha z_s^2$ ,  $z_s = e^2/M$ ,  $u = E\theta_\gamma/M$ ,  $\xi = 1/(1+u^2)$ ,  $\eta = \delta_s/(g_n - g_1^2/2E)$ ,  $\theta_\gamma$  и  $\psi_\gamma$  - полярный и азимутальный углы фотона,  $g_n$  и  $\vec{g}_1$  - параллельный и перпендикулярный составляющие вектора обратной решетки относительно импульса начальной частицы  $\vec{p}$ ,  $\psi_g$  - азимутальный угол вектора  $\vec{g}$ ,  $B(\beta^2 \bar{u}^2)$  - известная функция [4], а аргумент  $\delta$  - функции в (I.7) получается из законов сохранения и имеет вид

$$\phi(\vec{g}, \vec{k}) = g_n - \delta_s - \delta_s u^2 - g_1^2/2E - 2u\delta_s(g_1/M) \cos(\psi_\gamma - \psi_g). \quad (I.8)$$

Суммирование в (I.7) по векторам обратной решетки производится в области, разрешенной законами сохранения:

$$g_n/\delta_s \geq 1 + (1-x)u^2, \\ \left\{ xu - \sqrt{x[g_n/\delta_s - 1 - (1-x)u^2]} \right\}^2 \leq g_1^2/M^2 \leq \left\{ xu + \sqrt{x[g_n/\delta_s - 1 - (1-x)u^2]} \right\}^2. \quad (I.9)$$

Формула (I.6) соответствует аналогичному выражению (I.8) работы [8] для углового распределения КТИ электронов. Как было отмечено выше, они переходят друг в друга, если в последней заменить массу электрона массой скалярной частицы и вычесть спиновый член  $\omega\delta/m^2$ , что эквивалентно замене  $1 + (1-x)^2 \rightarrow 2(1-x)$ . Поведение угловых распределений по  $\theta_\gamma$  и  $\psi_\gamma$  аналогично случаю КТИ электронов, рассмотренному в [8].

Интегрируя (I.6) по углам вылета фотона  $\theta_\gamma$ ,  $\psi_\gamma$  представим спектральное распределение излучения в следующем виде:

$$d\epsilon_s(E, \omega) = \frac{8}{3} N\epsilon_s \frac{dx}{x} (1-x) (\psi_s^a + \psi_s^i), \quad (I.10)$$

где

$$\psi_s^a = \frac{7}{6} + 2 \ln \frac{M}{\beta} - 2B(\beta^2 \bar{u}^2), \quad (I.11)$$

$$\psi_s^i = 3\delta_s \sum_{\vec{g}} D(\mathbf{g}) \left[ 1 - 2 \frac{\delta_s (g_n - \epsilon_s)}{g_n^2} \right] \frac{g_1^2}{g_n^2},$$

а суммирование по  $\vec{g}$  производится при условии  $g_n \geq \delta_s$ . Формулу (I.10) также можно получить из соответствующей формулы для КТИ электронов [4], приведенной выше заменой.

На рис. I приведены спектральные распределения излучения

пионов с энергиями  $E = 10, 100, 1000$  Гэв (кривые 1,2,3 - соответственно) в кристалле алмаза. Кривые вычислены для ориентации кристалла, когда импульс начальной частицы  $\vec{P}$  лежит в плоскости  $([110], [\bar{1}\bar{1}0])$  и составляет угол  $\Theta = 5$  мрад с осью  $[110]$  (эффект ряда). На рис.2 показаны спектры излучения пионов с энергией  $E = 100$  Гэв при  $\Theta = 0,5; 5$  и  $50$  мрад (кривые 1,2,3) при той же ориентации кристалла. Кривые 4 на рис.1 и 2 соответствуют аморфной части сечения.

Рассмотрим теперь процесс обратного тормозного излучения скалярной частицы. Этот процесс для электронов в аморфных средах исследован в [9-12]. Как показано в [6], в кристаллических средах в случае электронов есть некоторое усиление процесса при малых значениях энергии фотонов  $\chi = \omega/E$ . Обратное тормозное излучение скалярной частицы в кулоновом поле ядра  $\chi + S + Z \rightarrow S + Z$  исследовано в [13] в борновском приближении без учета экранировки.

В случае кристаллических сред выражение для скорости реакции обратного КТИ скалярной частицы можно написать, исходя из выражения для углового распределения КТИ скалярной частицы (I.6). Для этого необходимо в (I.6) произвести замену  $\chi \rightarrow -\chi$  и, так как фотон в данном случае начальная частица, разделить (I.6) на фазовый объем фотона  $d^3k/(2\pi)^3$  и на 2 из-за усреднения по поляризациям фотона вместо суммирования. В результате получим:

$$R_S(\vec{P}, \vec{K}) = R_{0S} \frac{M}{E} \frac{1+\chi}{\chi^3} (\phi_{IS}^a + \phi_{IS}^i), \quad (I.12)$$

где  $R_{0S} = 16\pi^2 Z^2 \alpha^3 / M^5$ , а функция  $\phi_{IS}^a$  и  $\phi_{IS}^i$  отли-

чаются от соответствующих функций в (I.6) заменой  $\delta_s \rightarrow -\delta_{IS}$ ,  $\phi_{IS}^i = M^2 \chi / 2E(1+\chi)$ . Выражение (I.12) отличается от соответствующего выражения для электрона (формула (5) работы [6]) массой и спиновым членом. Отметим, что при  $\Theta_\gamma = 0$  аморфная часть в (I.12) переходит в соответствующую формулу работы [13].

## 2. Образование пар тяжелыми частицами в кристалле

Образование электрон-позитронных пар частицей с массой, большей массы электрона  $M \gg m$ , в кулоновом поле ядра  $M + Z \rightarrow Z + M + e^+ + e^-$  является одним из хорошо изученных квантовоэлектродинамических процессов [1-3]. В работах [14,15] вычислены дифференциальные по энергии частиц пары  $\epsilon_+, (\epsilon_-)$  сечения с дважды логарифмической точностью в области  $m \ll \epsilon_\pm \ll mE/M$ . В работах [16-18] дифференциальное сечение вычислено более точно в области  $m \ll \epsilon_\pm \leq E$ .

В кристаллических средах, как было отмечено в [4], в процессе образования пары частицей могут возникать когерентные эффекты, которые в случае тонких кристаллов с толщиной, меньшей зоны формирования процесса, рассмотрены в [7].

Ниже методом псевдофотонов вычисляется дифференциальное сечение образования пар тяжелой частицей в случае трехмерного кристалла с толщиной, большей зоны формирования, в области  $m \ll \epsilon_\pm \ll mE/M$ .

Из законов сохранения энергии и импульса при заданных энергиях электрона  $\chi = \epsilon_-/E$  и позитрона  $y = \epsilon_+/E$  минимальный переданный ядру импульс вдоль направления импульса  $\vec{P}$  начальной частицы равен

$$\delta_M(x, y) = \frac{M^2}{2E} \left( \frac{x+y}{1-x-y} + \frac{m^2}{M^2} \frac{x+y}{xy} \right). \quad (2.1)$$

$\delta_M(x, y)$  принимает свое наименьшее значение при  $x=y = m/(M+2m) \approx m/M$ :

$$\delta_M^{(min)} = \frac{2m(M+m)}{E} \approx 2 \frac{mM}{E}. \quad (2.2)$$

Поскольку зона формирования  $\ell = \delta_M^{-1}$ , то из этих кинематических соотношений следует, что когерентные эффекты наиболее существенны в области  $y \sim m/M$ .

Перейдем к вычислению дифференциального сечения  $d\delta_M/d\varepsilon_+$ .

Пользуясь методом псевдофотонов, напомним

$$\frac{d\delta_M}{d\varepsilon_+} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} N(\omega) d\omega \frac{d\delta_n(\omega)}{d\varepsilon_+}, \quad (2.3)$$

где  $N(\omega) d\omega = (2/\pi) \alpha \ln(E/\omega) d\omega/\omega$  - спектр псевдофотонов тяжелой частицы,  $d\delta_n(\omega)/d\varepsilon_+$  - дифференциальное сечение образования пары фотоном с энергией  $\omega$  в кристалле [4]:

$$\frac{d\delta_n(\omega)}{d\varepsilon_+} = N\delta_e \frac{\varepsilon_+^2}{\omega^3} \left\{ \left(1 + \frac{\varepsilon_-^2}{\varepsilon_+^2}\right) (\psi_1^a + \psi_1^i) + \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_-}{\varepsilon_+} (\psi_2^a + \psi_2^i) \right\}. \quad (2.4)$$

В случае полного экранирования для функций  $\psi_{1,2}^a, \psi_{1,2}^i$  можно взять следующие упрощенные выражения [4]

$$\begin{aligned} \psi_1^a &= 4 \ln(mR) + 2 - 4B(\beta^2 \bar{u}^2), \\ \psi_2^a &= \psi_1^a - \frac{2}{3}, \\ \psi_1^i &= 4\delta_n \sum_{\vec{q}} D(\vec{q}) \frac{g_{\vec{q}}^2}{g_{\vec{q}}^2}, \\ \psi_2^i &= 24\delta_n^2 \sum_{\vec{q}} D(\vec{q}) \frac{g_{\vec{q}}^2}{g_{\vec{q}}^2} \frac{g_{\vec{q}} - \delta_n}{g_{\vec{q}}^2}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

В этих выражениях  $\delta_e = Z^2 \alpha \tau_e^2$ ,  $\tau_e = e^2/m$ ,  $\delta_n = m^2 \omega / 2\varepsilon_+ \varepsilon_-$  - минимальный переданный импульс в процессе образования пар фотоном.

Для аморфной части в (2.3) очевидно, что нижний предел интегрирования  $\omega_1 = \varepsilon_+$ , а для  $\omega_2$  в пределах наших приближений можно взять  $\omega_2 = mE/M$  или  $\omega_2 = E$ . После интегрирования для аморфной части сечения с логарифмической точностью получим:

$$\frac{d\delta_M^a}{d\varepsilon_+} = N \frac{56}{9\pi} \alpha \delta_e \frac{1}{\varepsilon_+} \ln \frac{E}{\varepsilon_+} \ln(mR). \quad (2.6)$$

Выражение (2.6), полученное для случая полной экранировки, аналогично соответствующей формуле (см. [3]) для случая отсутствия экранировки.

Интегральное аморфное сечение в принятом приближении будет

$$\delta_M^a = N \frac{28}{9\pi} \alpha \delta_e \ln(mR) \ln^2 \frac{E}{M}, \quad (2.7)$$

которое совпадает с формулой (26.20) в [1] в случае полного экранирования.

Перейдем к интегрированию интерференционной части сечения. Поскольку в (2.5) суммирование по  $\vec{q}$  производится при условии  $g_{\vec{q}} \geq \delta_n(\omega, \varepsilon_+)$ , то каждый член суммы по  $\vec{q}$  дает вклад в определенной области  $\omega$ . Следовательно, при замене порядка интегрирования и суммирования пределы интегрирования будут (см. рис.3):

$$\omega_1 = \tilde{\omega} \frac{\varepsilon_+}{1 - m^2/2\varepsilon_+ g_{\vec{q}}}, \quad \omega_2 = mE/M. \quad (2.8)$$

После интегрирования для интерференционной части сечения с логарифмической точностью получим:

$$\frac{d\sigma_m^i}{d\varepsilon_+} = N \frac{4}{\pi} d\sigma_e \frac{m^2}{\varepsilon_+^2} \sum_{q_{||}} D(q) \frac{q_{\perp}^2}{q_{||}} \cdot \left(1 + \frac{m^2}{2\varepsilon_+ q_{||}}\right)^2 \ln \frac{2\varepsilon_+ q_{||}}{m^2} \ln \left[ \frac{E}{\varepsilon_+} \left(1 - \frac{m^2}{2\varepsilon_+ q_{||}}\right) \right]. \quad (2.9)$$

Суммирование по  $\vec{q}$  в (2.9) производится при условии

$$q_{||} \geq q_{||\min} = \frac{m^2}{2\varepsilon_+} \frac{1}{1 - M\varepsilon_+/mE} \approx \frac{m^2}{2\varepsilon_+}. \quad (2.10)$$

Отметим, что в случае  $m \ll \varepsilon_{\pm} \ll mE/M$  имеем

$$q_{||\min} > \delta_m^{(\min)}.$$

На рис. 4 показаны зависимости аморфного (кривая 1) и суммарного дифференциальных сечений в кристалле алмаза для мюонов при  $E = 400$  Гэв и  $\Theta = 27,5$  мрад (кривая 2) и при  $E = 1000$  Гэв и  $\Theta = 11$  мрад (кривая 3). Ориентация кристалла такая же как и на рис. 1 и 2. Как видно из рисунка, в области  $y \sim (0,1 \div 1) m/M$  наблюдается превышение суммарного сечения над аморфным сечением, и отношение этих сечений достигает максимума при  $y \approx m/2M$  и равно  $\sim 2$  и  $\sim 4$  при  $E = 400$  и  $1000$  Гэв, соответственно.

В заключение отметим, что экспериментальное наблюдение процессов прямого и обратного тормозного излучения скалярной частицы затруднено из-за сильной зависимости от массы частицы ( $M^2$  и  $M^{-5}$ ). Сечение же процесса образования пар тяжелой частицей слабо зависит от массы тяжелой частицы и так же, как и не рассмотренный здесь более сложный процесс образования пар электроном, обратно пропорционально квадрату массы электрона и в настоящее время может быть экспериментально исследовано.

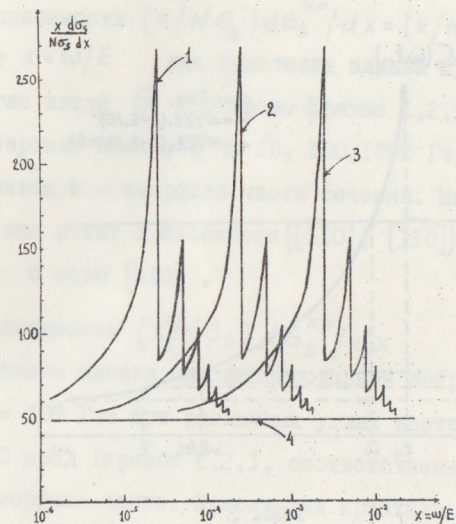


Рис. 1

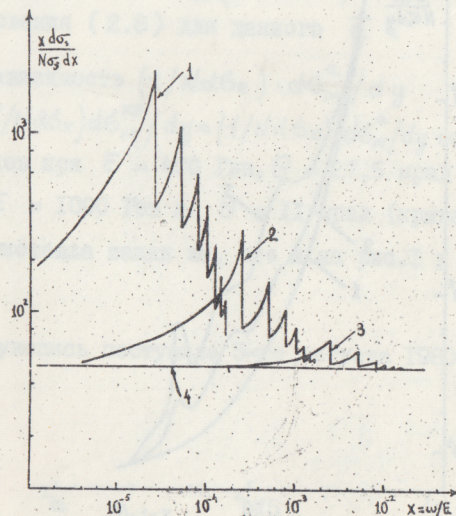


Рис. 2

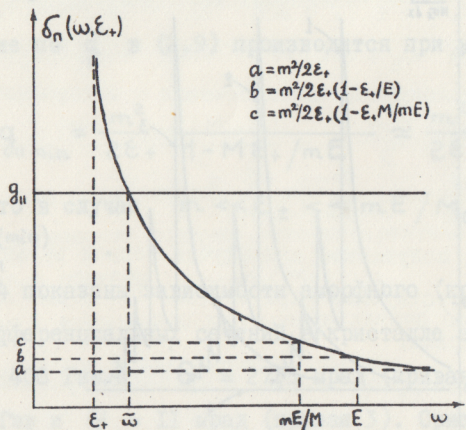


Рис. 3

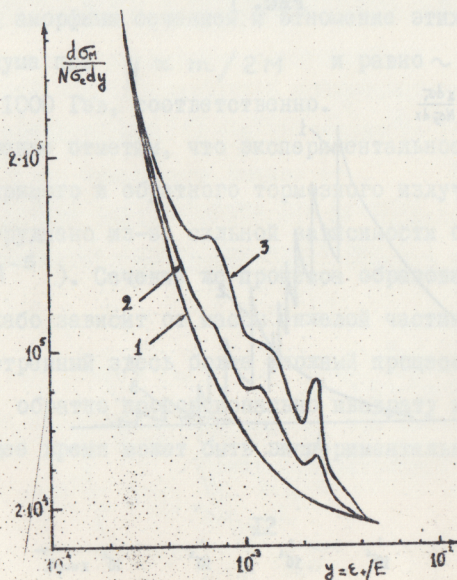


Рис. 4  
14

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Зависимость  $(x/N\epsilon_s) d\epsilon_s^{KP}/dx = (x/N\epsilon_s)(d\epsilon_s^a/dx + d\epsilon_s^i/dx)$  от  $x = \omega/E$  для кристалла алмаза при фиксированном угле влета  $\Theta = 5$  мрад. Кривые 1,2,3 вычислены при энергиях пионов  $E = 10, 100, 1000$  Гэв, соответственно. Кривая 4 - аморфная часть сечения. Импульс начального пиона лежит в плоскости  $([110], [\bar{1}\bar{1}0])$  и составляет угол  $\Theta$  с осью  $[110]$ .

Рис.2 Зависимость  $(x/N\epsilon_s) d\epsilon_s^{KP}/dx$  от  $x = \omega/E$  для кристалла алмаза при фиксированной энергии пиона  $E = 100$  Гэв при различных углах влета  $\Theta = 0,5, 5, 50$  мрад (кривые 1,2,3, соответственно). Кривая 4 - аморфная часть. Ориентация кристалла такая же, что и на рис.1.

Рис.3 Зависимость  $\delta_n(\omega, \epsilon_+)$  от  $\omega$  и область интегрирования (2.8) для данного  $\bar{q}$ .

Рис.4 Зависимость  $(1/N\Delta\epsilon_e) \cdot d\epsilon_m^a/dy$  (кривая 1) и  $(1/N\Delta\epsilon_e) d\epsilon_m^{KP}/dy = (1/N\Delta\epsilon_e)(d\epsilon_m^a/dy + d\epsilon_m^i/dy)$  для мюонов при  $E = 400$  Гэв,  $\Theta = 27,5$  мрад (кривая 2) и при  $E = 1000$  Гэв и  $\Theta = 11$  мрад (кривая 3). Ориентация кристалла такая же, что и на рис.1 и 2.

Рукопись поступила 5-го августа 1980 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Гайтлер. Квантовая теория излучения, М., ИИЛ, 1956.
2. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, М., Физматгиз, 1959.
3. В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, Релятивистская квантовая теория, ч. I, М., Наука, 1968.
4. М.Л. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, Изд. АН Арм ССР, 1969.
5. Р.О. Авакян, А.А. Армаганиян. Изв. АН Арм ССР, Физика, 4, 236, 1969.
6. S.M. Darbinian, K.A. Ispirian, Phys. Lett., 67B, 207, 1977.
7. А.И. Ахиезер, В.И. Трутень, С.П. Фомин, Н.Ф. Шульга, ДАН СССР, 249, 338, 1979.
8. S.M. Darbinian, K.A. Ispirian, preprint EFI-334(59)-78, 1978.
9. G. Diambri-Palazzi, Phys. Lett., 57B, 491, 1975.
10. R. Barbieri, H. Strubbe, G. Diambri-Palazzi, Phys. Lett., 61B, 196, 1976.
11. С.М. Дарбинян, К.А. Испириан, Изв. АН Арм ССР, Физика, II, 230, 1976
12. А.И. Смирнов, Изв. Высших учебных заведений, Физика, № 10, 121, 1977.
13. А.И. Смирнов, Изв. Высших учебных заведений, Физика, № 5, 109, 1979.
14. L. Landau, E. Lifshitz, Sov. Phys., 6, 244, 1934.
15. Н. Bhabha, Proc. Roy. Soc., A152, 559, 1935; Proc. Cambr. Phil. Soc., 31, 394, 1935.
16. Т. Murota, A. Ueda, H. Tanaka, Progr. Theor. Phys. 16, 482, 1956.
17. Ф.Ф. Терновский, ЖЭТФ, 37, 793, 1959.
18. С.Р. Кельнер, ЯФ, 5, 1092, 1967.

Редактор Л.Н. Мукаян  
Тех. редактор А.С. Абрамян

Заказ 798

ВФ-05414

Тираж 299

---

Препринт ЕФИ  
Формат издания 60 x 84/16

Подписано к печати 3/VI-80г. I, 0 уч. изд. л. Ц. 7 к.

---

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Маркарян 2