

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

83-6-3/3

高工研図書室

ФМ-62I(II)-83

Р.О.АВАКЯН, Н.З.АКОПОВ, С.М.ДАРБИНЯН, К.М.ОГАНЕСЯН

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ И ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
ПАР ФОТОНАМИ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

ԵՐԵՎԱՆ 1983 ԵՐԵՎԱՆ

БЖИ-62I(II)83

УДК. 537. 53I. 9

Р.О.АВАКЯН, Н.З.АКОПОВ, С.М.ДАРБИНЯН, К.М.ОГАНЕСЯН

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ И ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
ПАР ФОТОНАМИ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Рассмотрен процесс образования электрон-позитронных пар фотонами высоких энергий в кристаллах. Получено аналитическое выражение для полного сечения когерентного образования пар фотонами в кристаллах. Исследованы энергетические и ориентационные зависимости дифференциального и полного сечений образования пар фотонами на кристаллах алмаза, кремния и корунда при энергиях фотонов 1 ГэВ, 5 ГэВ и 10 ГэВ.

Ереванский физический институт

Ереван 1983

ERM-62I(II)-83

R.O.AVAKIAN, N.Z.AKOPOV, S.M.DARBINIAN, K.M.OGANESIAN

COMPARATIVE SPECTRA AND TOTAL CROSS SECTIONS
OF PAIR PRODUCTION BY PHOTONS IN VARIOUS CRYSTALS

The production of electron-positron pairs by high energy photons in crystals is considered. The analytical expression for the total cross section of coherent pair production by photons in crystals is obtained. The energy and orientation dependence of the differential and total cross sections of the pair production in diamond, silicon and corundum crystals by 1 GeV, 5 GeV and 10 GeV photons is investigated.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1983

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-62I(II)-83

Р.О.АВАКЯН, Н.З.АКОПОВ, С.М.ДАРБИНЯН, К.М.ОГАНЕСЯН

СРАВНИТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ И ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
ПАР ФОТОНАМИ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ереван 1983

Когерентные эффекты в процессе образования электрон-позитронных пар фотонами высоких энергий в кристаллах обладают рядом замечательных свойств, благодаря которым они нашли интересные применения в различных физических задачах. Впервые на возможность применения этих эффектов для получения поляризованных пучков фотонов высоких энергий, а также для анализа поляризации таких пучков, было указано в работах Н. Кабобо и др. (см., напр., [1]). В дальнейшем эти теоретические предсказания нашли свое экспериментальное подтверждение в опытах по получению поляризованных пучков фотонов высоких энергий [2,3,4]. В практическом осуществлении таких экспериментов, а также в других возможных экспериментальных применениях, существенным является выбор материала кристалла, который обеспечивал бы эффект необходимой величины и можно было бы выражать в достаточных для эксперимента размерах. С этой целью в данной работе приводятся результаты расчетов по спектральному распределению частиц пары и по полному сечению образования пар фотонами энергий 1 ГэВ, 5 ГэВ и 10 ГэВ на кристаллах алмаза, кремния и корунда.

Выражение для дифференциального по энергии одной из частиц пары сечения в кристаллических средах хорошо известно [5] и представляется в таком виде (случай полной экранировки, по по-

ляризациям частиц проведено суммирование):

$$dG(\vec{k}, \varepsilon_+) = N G_0 \frac{d\varepsilon_+}{\omega^3} \left\{ (\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2) (\Psi_1^a + \Psi_1^i) + \frac{2}{3} \varepsilon_+ \varepsilon_- (\Psi_2^a + \Psi_2^i) \right\}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi_1^a &= 4 \left(\frac{1}{2} + \ln \frac{m}{\beta} - B(\beta^2 \bar{u}^2) \right), \\ \Psi_2^a &= 4 \left(\frac{1}{3} + \ln \frac{m}{\beta} - B(\beta^2 \bar{u}^2) \right), \\ \Psi_1^i &= 4 \delta_p \sum_{\vec{g}} D(\vec{g}) g_1^2 / g_{||}^2, \\ \Psi_2^i &= 24 \delta_p^2 \sum_{\vec{g}} D(\vec{g}) (g_{||} - \delta_p) g_1^2 / g_{||}^4, \\ D(\vec{g}) &= \frac{(2\pi)^2}{V_0} \frac{S(\vec{g})}{n_0} \frac{\exp(-g^2 \bar{u}^2)}{(g^2 + \beta^2)^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

В этих формулах обозначения следующие: N - полное число атомов кристалла, $G_0 = Z^2 v_0^2 / 137$, ω , ε_+ - энергии фотона и позитрона, m - масса электрона, β - обратная величина радиуса экранировки, \bar{u}^2 - среднеквадратичное тепловое смещение атомов кристалла от положений равновесия, $\delta_p = m^2 \omega / 2\varepsilon_+ \varepsilon_-$ - минимальный переданный импульс, $g_{||}$ и g_{\perp} - продольный и поперечный компоненты вектора обратной решетки относительно импульса фотона, V_0 и n_0 - объем и число атомов элементарной ячейки, $S(\vec{g})$ - структурный фактор, функция $B(x)$ определена в [5].

Формула для полного сечения образования пар фотонами на кристалле впервые, в результате довольно сложных вычислений, была получена и исследована в работе [1]. Более просто и наглядно ответ можно получить прямым интегрированием формулы (1) по $d\varepsilon_+$ аналогично тому, как было проведено интегрирование в работе [6] при выводе формулы для полного сечения когерентного тормозного излучения. Результат для полного сечения образования пары представим в виде [7]:

$$\bar{\sigma}(\omega) = N\bar{\sigma}_0 \left\{ \frac{2}{3} \psi_1^a + \frac{1}{9} \psi_2^a + \delta_m \sum_{g_{11} \geq \delta_m} D(g) \frac{g_{11}^2}{g_{11}^2} (\nu_1 - 4\nu_2 - 2\nu_3) \right\}, \quad (3)$$

где $\delta_m = 2m^2/\omega$ - минимальное значение δ_p , а величины $\nu_{1,2,3}$ определяются формулами

$$\begin{aligned} \nu_1 &= 2 \ln \rho, \\ \nu_2 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\delta_m}{2g_{11}} \right) \lambda - \frac{\delta_m}{2g_{11}} \left(1 - \frac{\delta_m}{4g_{11}} \right) \ln \rho, \\ \nu_3 &= \frac{\delta_m}{2g_{11}} \lambda + \frac{\delta_m^2}{4g_{11}^2} \ln \rho, \end{aligned} \quad (4)$$

а через λ и ρ обозначены выражения $\lambda = \sqrt{1 - \delta_m/g_{11}}$, $\rho = \frac{1+\lambda}{1-\lambda}$.

В случае кристалла корунда формулы для спектрального распределения частиц пары и для полного сечения несколько видоизменяются. Это связано с тем, что в случае кристалла корунда в узлах решетки находятся молекулы Al_2O_3 . Непосредственное вычисление приводит к следующим формулам для дифференциального и полного сечений образования пар фотонами на кристалле корунда [7,8] :

$$d\bar{\sigma}^{\text{кор}}(\vec{k}, \varepsilon_+) = N\bar{\sigma}_0 \frac{d\varepsilon_+}{\omega^3} \left\{ (\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2) (\phi_1^a + \phi_1^i) + \frac{2}{3} \varepsilon_+ \varepsilon_- (\phi_2^a + \phi_2^i) \right\}, \quad (5)$$

$$\bar{\sigma}^{\text{кор}}(\omega) = N\bar{\sigma}_0 \left\{ \frac{2}{3} \phi_1^a + \frac{1}{9} \phi_2^a + \delta_m \sum_{g_{11} \geq \delta_m} D_{\text{сл}}(g) (\nu_1 - 4\nu_2 - 2\nu_3) \right\}, \quad (6)$$

где N - полное число атомов двух сортов в кристалле $\bar{\sigma}_0 = \bar{Z}^2 v_0^2 / 137$, $\bar{Z} = (n_1 Z_1 + n_2 Z_2) / n_0$, $Z_1 = 13$, $Z_2 = 8$, $n_1 = 4$, $n_2 = 6$ - число атомов алюминия и кислорода в элементарной ячейке, $n_0 = n_1 + n_2$, а функции ϕ и $D_{\text{сл}}$ определяются формулами:

$$\phi_1^a = \frac{n_1}{n_0} \bar{Z}_1^2 \psi_1^{(1)} + \frac{n_2}{n_0} \bar{Z}_2^2 \psi_1^{(2)},$$

$$\begin{aligned} \phi_2^a &= \frac{n_1}{n_0} \bar{Z}_1^2 \psi_2^{(1)} + \frac{n_2}{n_0} \bar{Z}_2^2 \psi_2^{(2)}, \\ \phi_1^i &= 4\delta_p \sum_{g_{II} \geq \delta_p} D_{cA}(\vec{g}) g_1^2 / g_{II}^2, \\ \phi_2^i &= 24\delta_p^2 \sum_{g_{II} \geq \delta_p} D_{cA}(\vec{g}) (g_{II} - \delta_p) g_1^2 / g_{II}^4, \end{aligned} \quad (7)$$

$$D_{cA}(\vec{g}) = \frac{(2\pi)^2}{n_0 V_0} \left| \frac{\bar{Z}_1 / \bar{Z}_1}{g^2 + \beta_1^2} S_1(\vec{g}) \exp(-\frac{1}{2} g^2 \bar{u}_1^2) + \frac{\bar{Z}_2 / \bar{Z}_2}{g^2 + \beta_2^2} S_2(\vec{g}) \exp(-\frac{1}{2} g^2 \bar{u}_2^2) \right|^2.$$

Функции $\psi_{1,2}^{(1)}$ и $\psi_{1,2}^{(2)}$ являются аморфными функциями для атомов алюминия и кислорода, соответственно, и вычисляются по первым двум формулам (2). Величины $S_1(\vec{g})$ и $S_2(\vec{g})$ представляют собой структурные факторы узла обратной решетки кристалла корунда [7, 8].

На рис. 1-9 приведены результаты расчетов энергетических и ориентационных зависимостей сечений. Вычисления проведены для кристаллов алмаза, кремния и корунда при энергиях фотонов 1 ГэВ, 5 ГэВ и 10 ГэВ. В случае кристаллов алмаза и кремния рассмотрены две ориентации, когда импульс фотона составляет малый угол θ с осями [001] или [110], а для кристалла корунда направление падения выбрано относительно оси [111]. На рис. 1-7 показаны зависимости дифференциального сечения от энергии позитрона $y = \epsilon_+ / \omega$ при лучшем угле θ , когда соответствующие полные сечения имеют максимальные значения, и от угла влета θ при энергии фотона $y = 0,5$. На рис. 8-9 приведены зависимости полного сечения от угла θ для данных энергий фотона.

Результаты показывают, что когерентные эффекты в процессе образования пар фотонами эффективно проявляются при энергиях фотонов, больших 1 ГэВ. Как и следовало ожидать, величина интерференционных пиков в случае кристалла алмаза больше, чем

для корунда и кремния. Однако в случаях, когда требуются большего размера мишени, кристаллы корунда предпочтительнее кремния, так как соответствующие кривые для корунда проходят заметно выше кривых кремния.

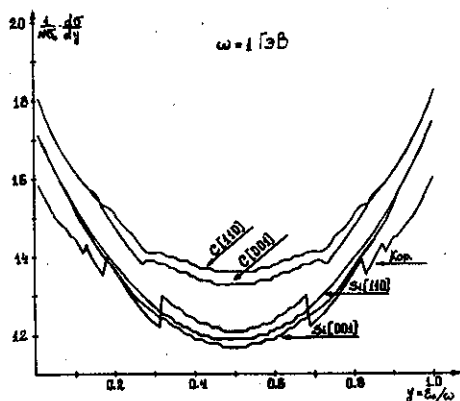


Рис. 1

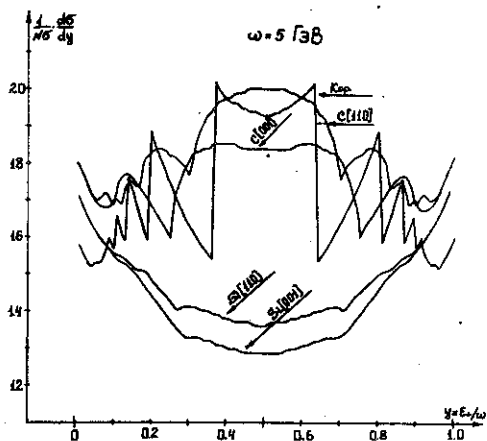


Рис. 2

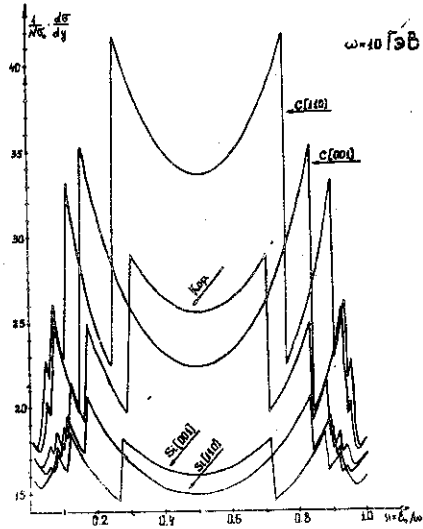


Рис. 3

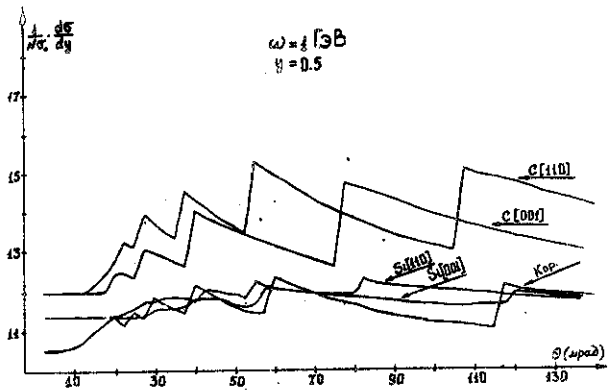


Рис. 4

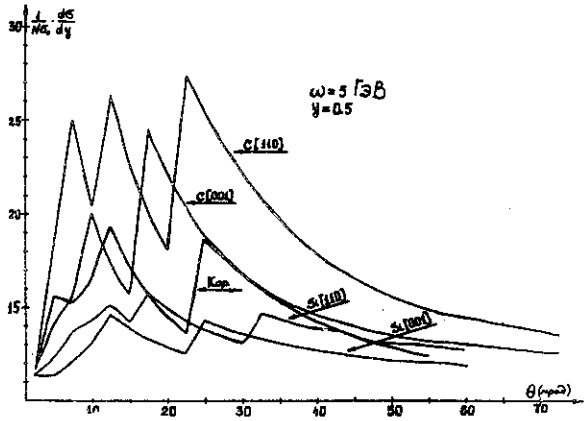


Рис. 5

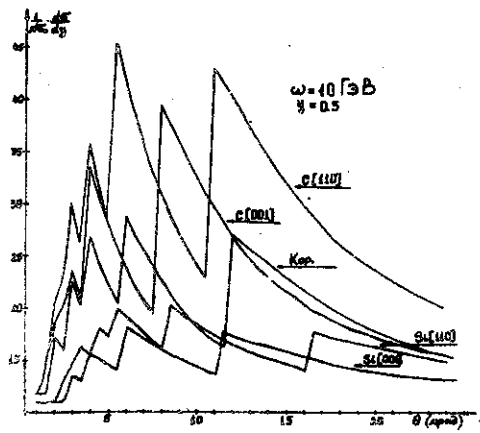


Рис. 6

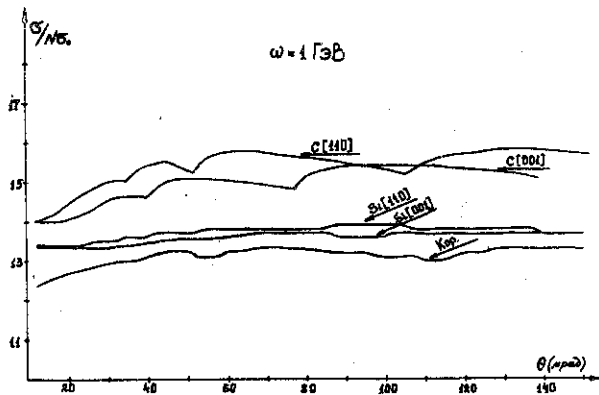


Рис. 7

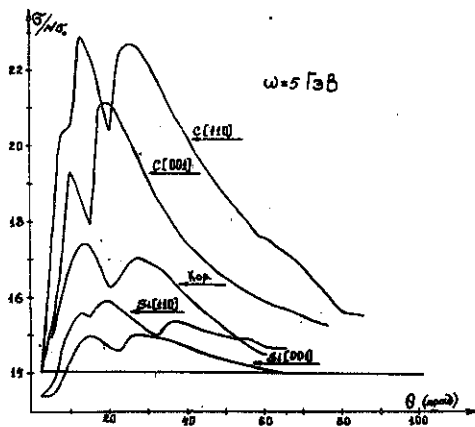


Рис. 8

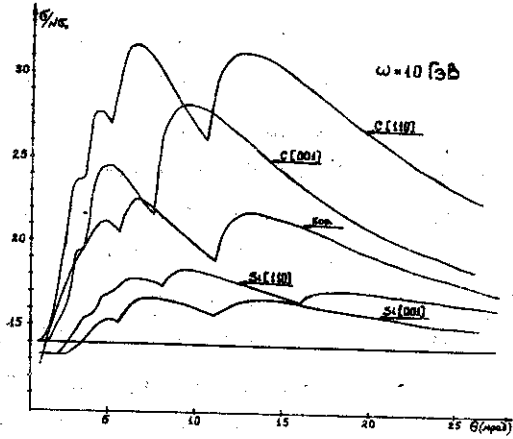


Рис.9

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Спектральные распределения частиц пары при $\omega = 1$ ГэВ.
 Значения угла влета θ для соответствующих кривых следующие: $\theta = 65$ мрад для C [110], $\theta = 95$ мрад для C [001], $\theta = 95$ мрад для Si [110], $\theta = 72,5$ мрад для Si [001] и $\theta = 67,5$ мрад для корунда.
- Рис.2 Спектральные распределения при $\omega = 5$ ГэВ. Углы влета: $\theta = 12,5; 20; 20; 27,5$ и $12,5$ мрад для кривых C [110], C [001], Si [110], Si [001] и корунда, соответственно.
- Рис.3 Спектральные распределения при $\omega = 10$ ГэВ. Углы влета: $\theta = 6,5; 9,5; 9,5; 14,5$ и 7 мрад для кривых C [110], C [001], Si [110], Si [001] и корунда, соответственно.
- Рис.4 Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dy$ от угла влета θ при $\omega = 1$ ГэВ, $y = 0,5$.
- Рис.5 Зависимость $d\sigma/dy$ от θ при $\omega = 5$ ГэВ, $y = 0,5$.
- Рис.6 Зависимость $d\sigma/dy$ от θ при $\omega = 10$ ГэВ, $y = 0,5$.
- Рис.7 Зависимость полного сечения σ от угла θ при $\omega = 1$ ГэВ.
- Рис.8 Зависимость σ от угла θ при $\omega = 5$ ГэВ.
- Рис.9 Зависимость σ от угла θ при $\omega = 10$ ГэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Absorption of γ -Rays in Crystals and the Productions and Analysis of Linearly Polarized γ -Rays / Cabibbo N., Da Pra to G., De Franceschi G., Mosco U.- Nuovo Cimento, 1963, vol.27, N.4, p.979-994.
2. Polarization of High Energy Photons Using Highly Oriented Graphite/ Berger C., McClellan G., Mistry N. et al.-Phys. Rev.Lett., 1970, vol.25, N.19, p.1366-1370.
3. A. Polarized Photon Beam Produced by Coherent Pair Production in Oriented Graphite/ Eiselle R.Z. et al.-Stanford, 1973, (Preprint/SLAC-PUB-1231).
4. Авакян Р.О., Армагян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Получение и исследование поляризованного фотонного пучка предельной энергии Ереванского ускорителя. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 1975, т.10, вып.4, с.423-426
5. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. - Ереван, Изд. АН Арм. ССР, 1969. - 457 с.
6. Lutz G., Timm U. Coherent Bremsstrahlung and Pair Production in the Diamond Crystal in Graphical Representation 1 and 40 GeV.-Z.Naturforschung, 1966, vol.21a, N.11, p.1976-1987.
7. Дарбинян С.М. Электромагнитные взаимодействия релятивистских частиц в кристаллах. - Автореферат диссертации. Ереван, 1981.
8. Авакян Р.О., Армагян А.А., Дарбинян С.М. Когерентное образование электронно-позитронных пар и тормозное излучение на кристалле корунда. - Изв. АН Арм. ССР, Физика, 1972, т. 7 вып. 5, с. 311-319.

Рукопись поступила 17 ноября 1982 г.

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

Заказ 30

ВБ-04253

Тираж 299

Препринт БФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 10/II-83

I.О уч.-изд.л.Ц. 15 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван 36, Маргаряна 2

индекс 3624