### УДК 539.122.13;539.172.3

# ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ БОЛЬШЕ НЕСКОЛЬКО СОТ ГЭВ

## К. А. ИСПИРЯН, М. К. ИСПИРЯН

Ереванский физический институт

#### (Поступила в редакцию 12 июня 1985 г.)

Вычислены коэффициенты поглощения линейно-поляризованных фотонов, пролетающих параллельно кристаллическим плоскостям. Описаны способы определения линейной поляризации и потерь пучка в случае, когда неполяризованный пучок проходит через различные юристаллы параллельно плоскостям (110). Получена энергетическая зависимость толщин кристаллов-пластии четверть длины волны, необходимых для превращения линейной поляризации в циркулярную.

Кабиббо и др. [1-3] показали, что при малых углах прохождения фотонов относительно кристаллических плоскостей или осей сечение когерентного образования  $e^+e^-$ -пар зависит от направления линейной поляризации, и кристалл обладает свойством двойного лучепреломления (см. также [4]). По аналогии с оптикой авторы [1-3] предложили использовать кристаллическую мишень в качестве «ядерно-оптического устройства» для получения и анализа поляризованных пучков фотонов с энергией несколько десятков ГэВ. Барышевским [5, 6] было указано на то, что аналогичные результаты можно получить при меньших углах прохождения (каналирования), но бо́льших энергиях фотонов, что было подтверждено вычислениями [7, 8].

В настоящей работе в связи с открывающимися возможностями наблюдения теоретически исследованного процесса образования  $e^+e^-$ -пар фотонами во внешних полях [9—11], конкретнее, в полях кристаллических плоскостей и осей [12—18], проводятся более прозрачные вычисления вффектов, рассмотренных в [5—8]. Полученные более полные численные результаты для различных монокристаллов могут представить интерес при постановке экспериментов по получению поляризованных пучков фотонов с энергией несколько сот ГъВ.

Согласно теории (см., например, [10]), для фотонов, пролетающих перпендикулярно внешнему однородному полю Е, с линейной поляризацией, параллельной и перпендикулярной Е, ковффициенты поглощения из-за образования  $e^+e^-$ -пар даются выражениями

$$W^{\prime} = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\alpha m^{2} \chi}{\omega} \exp\left(-\frac{8 \chi}{3}\right), \quad W^{\perp} = 2 W^{\prime}. \quad (1)$$

Здесь  $\hbar = c = 1$ ,  $a = e^2 = 1/137$ , *m* и e — масса и заряд влектрона,  $\omega$  — энергия первичного фотона. Выражение (1) верно, когда значение параметра  $\chi = E\omega/E_0 m \ll 1$ , где  $E_0 = m^2/e = 1,32 \cdot 10^{16}$  В/см. Используя параболическую зависимость потенциала U кристаллической плоскости от расстояния у от плоскости

$$U(y) = U_0 \left[ 1 - \frac{y^2}{(d_p/2)^2} \right]$$
 (2)

 $(d_p - paccтояние между соседними плоскостями) и усредняя (1) по у, по$  $лучим коэффициенты поглощения <math>W_{nx}^{i}$  и  $W_{nx}^{\perp}$  для пучка фотонов, пролетающих через кристалл под углом  $\theta = 0$  относительно кристаллических плоскостей (для эффектов, рассмотренных ниже, осевой случай не представляет интереса, хотя коэффициенты поглощения будут больше из-за наличия более сильных полей):

$$W_{\pi a}^{I} = A \left[ \left( 1 - \frac{B}{\omega} \right) \exp \left( -\frac{B}{\omega} \right) - \frac{B^{2}}{\omega^{2}} \operatorname{Ei} \left( -\frac{B}{\omega} \right) \right], \quad W_{\pi a}^{\perp} = 2 W_{\pi a}^{I}, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \frac{aU_0}{md_p}, B = \frac{2}{3} \frac{m^3 d_p}{U_0}$$

Ei(z) — интегральная экспонента. Отметим, что в случае  $W_{ns}^{I}(W_{ns}^{\perp})$  вектор поляривации фотонов перпендикулярен (параллелен) кристаллическим плоскостям.

Для плоскости (110) различных кристаллов в таблице приведены. значения  $U_0, d_p, A$  и B. На рис. 1 сплошными кривыми изображена.



Рис. 1. Зависимость коэффициентов поглощения фотонон W1 (сплошные кривые) и толщин кристаллов X<sub>e</sub> (пунктирные кривые) от энергин фотонов () для плоскости (110) монокристаллов C, Si, Ge, Cu и W. Горизонтальными отрезками показаны коэффициенты поглощения W<sub>БГ</sub>, соответствующие бете-гайтлеровским сечениям образования пар при полной экранировке.

зависимость  $W_{nx}^{I}$  от w, вычисленная по формуле (3). Видно, что при увеличении энергии фотонов  $W_{nx}^{I}$  и, следовательно, коэффициент поглощения неполяризованных фотонов  $W_{nx} = (W_{nx}^{I} + W_{nx}^{L})/2 = 3W_{n}^{I}/2$ сначала растут довольно сильно и при энергиях 200—800 ГэВ они становятся порядка соответствующих коэффициентов поглощения, вычисленных по бете-гайтлеровским формулам образования пар  $W_{\text{БГ}} = nr_0^2 Z^3 a \times \\ \times \left(\frac{28}{9}\ln 183 Z^{-1/3} - \frac{2}{27}\right)$  иЗизображенных на рис. 1 горизонтальныхи

отрезками, и наконец при  $\omega \to \infty W_{nx}^{I} \to A$ . В таблице приведены таз ж значения энергии фотонов  $\omega_1$  и  $\omega_3$ , при которых  $W_{nx} = W_{E\Gamma} u W_{n3} = 3 W_{E\Gamma}$  соответственно.

248

Рассмотрим явления, которые имеют место пои прохождении неполяризованного пучка фотонов высоких энергий параллельно кристаллическим. плоскостям. При относительно малых энергиях фотоны будут поглощать-ся из-за хорошо известного бете-гайтлеровского механизма образования: пар, который не зависит от поляризации фотонов. С увеличением энергии фотонов (см. рис. 1), когда вышеуказанный механизм образования пар становится сначала существенным, а потом и доминирующим, после прохождения толщины кристалла Х неполяризованный пучок, имеющий начальную интенсивность I (0) при влете в кристалл, приобретает некоторую поляризацию, поскольку из-за различия значений W1 и W1 компоненты лучка с параллельной и перпендикулярной поляризациями будут поглощаться по-разному и  $I^{1}(X) \neq I^{\perp}(X)$ . Вместо толщины X удобно использовать безразмерную толщину У = X/X, и измерять толщину в. единицах Х. = 1/WI (Х. - это та толщина кристалла, после прохождения которой интенсивность фотонов с заданной энергией и параллельной поляризацией падает в е раз). Энергетическая зависимость W1 (формула (3), рис. 1) фактически определяет зависимость X, от ω: с ростом о уменьшение Х замедляется, как это следует из рис. 1 (пунктирные конвые).

По аналогии с [1-3] определим некоторые величины.

а) Параметр, характеризующий различие ковффициентов поглощения:

$$R = \frac{W^{\perp} - W^{\dagger}}{W^{\perp} + W^{\dagger}} = \frac{W^{\dagger}_{nn}}{W^{\perp} + W^{\dagger}} \cdot$$
(4)

При  $\omega \gtrsim \omega_3$  имеем  $R \approx 1/3$ , а при  $\omega \lesssim \omega_1$  можно принять  $W^{1,\perp} \approx W_{\rm EF} + W^{1,\perp}_{\rm II} + W^{1,\perp}_{\rm II}$ , следовательно,  $R \approx W^{1}_{\rm II}/(2 W_{\rm EF} + 3 W^{1}_{\rm II})$ .

б) Поляризация пучка на глубине Х:

$$P = \frac{I^{1}(X) - I^{\perp}(X)}{I^{1}(X) + I^{\perp}(X)} = \operatorname{th}\left(\frac{X W_{nx}}{2}\right) = \operatorname{th}\left(\frac{Y}{2}\right).$$
(5)

При изменении Y от 0 до  $\infty$  вначение P меняется от 0 до 1. После толщины Y = 1, когда интенсивность фотонов с параллельной поляризацией падает в е раз, степень линейной поляризации первоначально неполяризованного пучка P (Y = 1) = th (0,5) = 0,462.

в) Уменьшение интенсивности пучка после прохождения толщины Х:

$$K = \frac{I(X)}{I(0)} = \exp\left(-R^{-1} \operatorname{th}^{-1} P\right) (1 - P^2)^{-1/2} = \frac{(1 - P)^{(1 - R)/2R}}{(1 + P)^{(1 + R)/2R}} = \exp\left(-\frac{Y}{2R}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{Y}{2}\right).$$
(6)

На рис. 2 для двух кристаллов W и Si изображены энергетические зависимости R и K при Y = 1, а на рис. 3—зависимости P, а также K (при R = 1/3) от безразмерной толщины Y, которые являются универсальными для всех кристаллов.

При относительно малых энергиях ω ≤ 100—200 ГъВ, когда еще *W*<sub>пл</sub> < *W*<sub>БГ</sub>, неполяризованный пучок будет поглощаться в основном из-за бете-гайтлеровского процесса, и хотя можно добиться высокой степени поляризации, тем не менее потери пучка будут велики. Поэтому использование такого метода получения поляризованных фотонов при указанных энергиях представляется нецелесообразным. Использование этого метода



Рис. 2. Зависимость R и K (при X = Рис. 3. 3 = $X_s$ ) от  $\omega$  для W и  $Si_s$ -



целесообразно при энергиях фотонов, когда  $W_{ns}^{1} \gtrsim W_{B\Gamma}$ . При этом для заданной энергии и конкретного кристалла с помощью зависимости X. от  $\omega$  (рис. 1) сначала определяется X. Далее для необходимого значения степени поляризации P с помощью рис. 3 определяется величина Y, -т. е. толщина  $X=YX_s$ . Если энергия достаточно велика ( $R\approx 1/3$ ), то с помощью кривой K(Y) сразу можно определить потери пучка. В противном случае сначала необходимо определить R, а затем—потери по .формуле (6).

Точно так же, как в [1], кристалл может быть использован как поляриметр для измерения линейной поляризации пучка фотонов. Не останавливаясь на этом вопросе, перейдем к рассмотрению возможности получения циркулярно-поляризованных фотонов, когда через кристалл, работающий как пластина четверть длины волны, проходит пучок фотонов с линейной поляризацией (или наоборот).

По аналогии с оптикой [2] кристалл будет действовать как пластина, конвертирующая линейную поляризацию в круговую (или наоборот), если его толщина есть

$$X_{1/4} = \frac{\pi}{2\omega \operatorname{Re}\left[n^{\perp}(\omega) - n^{\dagger}(\omega)\right]}, \qquad (7)$$

.где

$$\operatorname{Re}\left[n^{\perp}(\omega)-n^{\dagger}(\omega)\right]=\frac{1}{\pi}\operatorname{P}\int_{0}^{\infty}\frac{W^{\perp}(\omega')-W^{\dagger}(\omega')}{\omega'^{2}-\omega^{2}}d\omega'=$$

1

$$=\frac{1}{\pi}P\int_{0}^{\pi}\frac{W_{nx}(\omega')}{\omega'^{2}-\omega^{2}}d\omega'.$$
(8)

250

Используя выражение (3), интеграл можно вычислить в смысле Коши:

$$\operatorname{Re}\left[n^{\perp}(\omega) - n^{1}(\omega)\right] = \frac{A}{\pi\omega} \left\{\frac{1-a}{2} \exp\left(-a\right) \operatorname{Ei}(a) - \frac{1+a}{2} \times \left(\exp\left(a\right) \operatorname{Ei}\left(-a\right) - a^{2}\left[\frac{1}{a} + \frac{1}{2}\left(\operatorname{Ei}(a) \operatorname{Ei}(-a) - \ln^{2}a - 2C\ln a\right) - \frac{1}{2}\left(C^{2} + \frac{\pi^{2}}{2}\right) + \sum_{k=0}^{n} \frac{2k^{-1} + \frac{\psi}{2}(k) - \ln a}{k!k} a^{k}\right]\right\}, \quad (9)$$

где a = B/w, C = 0,5772 — постоянная Эйлера,  $\psi(k) = \Gamma'(k)/\Gamma(k) - ди$ гамма-функция. Результаты численного расчета на ЭВМ по форму-

лам (8) и (9) показывают, что Re  $[n^{\perp}(w) - n^{\dagger}(w)]$  является плавной, несильно меняющейся функцией w. Зависимость толщин различных кристаллев четверть длины волны от w, вычисленная согласно (7), представлена на рис. 4.

Обсудим применимость метода вычислений и некоторые полученные результаты. Как отмечено выше, формула (1) применима при  $\chi \ll 1$ , а при больших значениях  $\omega$  и (или) E возможны  $\chi \gtrsim 1$ . Для различных кристаллов, значения энергии фотонов  $\omega_{rp}$  при которых в макси-



Рис. 4. Зависимость X<sub>1/4</sub> от о для разных вристаллов.

мальных полях Е кр, получаемых по формуле (2),  $\chi = 1$ , приведены в таблице. Учитывая, что, во-первых, как утверждается в [17], формула (1) обеспечивает точность не хуже 15% даже при  $\chi \approx 2$  и, во-вторых, тот факт, что области пространства вбливи плоскостей, где  $E \approx E_{\rm KD}^{\rm Makc}$ , очень малы, а Е быстро падает с расстоянием, можно показать, что применение формулы гарантирует точность ~ 20% до ω ≈ 2 ТэВ. Отметим, что численные результаты для коэффициентов поглощения, вычисленные по простым формулам (3), находятся в хорошем согласии с расчетными данными [16]. Значения толщин кристаллов Х. и Х1/4, необходимых для получения пучка линейно-поляризованных фотонов с  $P \approx 0,5$  из исполяризованного пучка фотонов с энергией  $\omega = 1$  ТэВ и для конвертирования пучка с линейной поляризацией в пучок с круговой поляризацией и наоборот, приведены в таблице и показывают, что при  $\omega \gtrsim 1$  ТвВ пригодны все кристаллы. Однако при меньших энергиях, как видно из кривых X. (w) и X. (w) (рис. 1 и 4), необходимые толщины кристаллов становятся предельно возможными (при ω ≈ 500 ГоВ) или нереальными (при ω < 400 ГоВ) за

исключением кристалла вольфрама, который может оказаться пригодным до  $\omega \approx 200$  ГэВ. Этот факт вместе с большими потерями (см. рис. 2) при  $\approx \leq 200$  ГэВ еще раз указывает на то, что бессмысленно говорить о возможности применения обсуждаемых методов при  $\omega \leq 200$  ГэВ.

Представляет интерес сравнивать результаты, полученные в настоящей работе, с результатами, полученными другими методами [1-3], или с аналогичными вычислениями [7, 8]. Как отмечено в [7, 8], по сравнению с методом, использующим когерентное образование пар [1-3], в настоящем методе необходимые (для больших энергий) значения  $X_e$  и  $X_{1/4}$ в несколько раз меньше, что понятно, поскольку  $R_{\text{ког}}^{\text{макс}} \approx 0,16 [1-3]$  (в оптимальном случае Cu и  $\omega = 40$  ГэВ), а  $R_{\text{пл}}^{\text{макс}} = 1/3$ . Из сравнения результатов настоящей работы и работ [7,8] следует, что полученные на основе назависимых подходов функциональные зависимости одинаковы, однако имеются расхождения (особенно при относительно малых  $\omega$ , когда метод неэффективен) между численными результатами. Например, в случае вольфрама, согласно [7,8],  $X_e \approx 10$ ; 1 и 0,15 см при  $\omega = 100$ ; 200 и 1000 ГэВ, а  $X_{1/4} \approx 20$  и 2 см при  $\omega = 17$  и 170 ГзВ, тогда как у нас  $X_e \approx 80$ ; 2 и 0,085 см при  $\omega = 100$ ; 200 и 1000 ГэВ, а  $X_{1/4} \approx 0,82$  см при  $\omega = 170$  ГзВ.

Таким образом, если ядерно-оптические методы, предложенные в [1—3], были использованы только в работах [19—21], мы надеемся, что вышерассмотренные методы получения поляризованных фотонов найдут более широкое применение.

Таблица

Кристалл	U <sub>0</sub> (aB)	(Å)	А (см <sup>-1</sup> )	В (ГэВ)	ω <sub>1</sub> (ΓэΒ)	ώ <sub>3</sub> (ΓэΒ)	Х. (см)	X1/4 (см)	ω <sub>rp</sub> (ΓэΒ)
c	26	1,26	9,25	2180	510	660	2,0	1,8	820
Si	30	1,92	6,85	2880	770	1010	7,0	3,1	1100
Cu	46	1,28	15,7	1252	440	630	0,4	6,1	520
Ge	. 54	2,0	11,8	1666	560	800	0,9	1,0	625
W	160	2,24	31,2	630	2:0	!480	0,08	0,27	230

Некоторые параметры и результаты для плоскости (110) различных монокристаллов

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- 1. Cabibbo N. et al. Phys. Rev. Lett., 9, 270 (1962).
- 2. Cabibbo N. et al. Phys. Rev. Lett., 9, 435 (1962).
- 3. Cabibbo N. et al. Nuovo Cimento, 27, 979 (1963).
- 4. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. А.Н. АрмССР, Ереван, 1969.
- 5. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред. Изд. БГУ, Минск, 1976.
- 6. Барышевский В. Г. Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ. Изд. ЛИЯФ, Ленинград, 1979.
- 7. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. ЯФ, 36, 697 (1982).
- 8. Baryshevskii V. G., Tichomirov V. V. Phys. Lett., 90A, 153 (1982).
- 9. Ритус В. И., Никишев А. И. Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле. Труды ФИАН. Изд. Наука, М., 1979, т. III.
- 10. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат, М., 1973.

- 11. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. Изд. Наука. М., 1974.
- Калашников Н. П., Ковалев Г. В., Стриханов М. И. Труды Х Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Изд. МГУ, М., 1981, ч. І.
- 13. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В. ЖЭТФ, 85, 232 (1983).
- 14. Kimball T. C. et al. Phys. Rev. Lett., 50, 950 (1983).
- 15. Воробьев С. А., Ласуков В. В. ЖЭТФ, 86, 94 (1984).
- 16. Frolov M. M., Mikhailov V. L. Preprint IHEP 81-24, Serpukhov, 1984.
- Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M. Preprint INP 81-43, Novosibirsk, 1984.
- 18. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 84—104, Новосибирси, 1984.
- 19. Barger C. et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1366 (1970).
- 20. Eiselle R. L. et al. Preprint SLAC-PUB-1231, Stanford, 1973.
- 21. Авакян Р. О., Армаганян А. А., Дарбинян С. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 298, 311 (1972); 10, 423 (1975).

## ՄԻՋՈՒԿԱՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴՆԵՐ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՐՑՈՒՐ ԳԷՎ-ԻՑ ԱՎԵԼԻ ՄԵԾ ԻՆԵՐԳԻԱՑՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՔՎԱՆՏՆԵՐ ՍՏԱՆԱԼՈՒ ՀԱՄԱՐ

#### 4. Ա. ԻՍԳԻՐՑԱՆ, Մ. Կ. ԻՍԳԻՐՑԱՆ

Հաշվված են բյուրեղի միջով զուդահեռ նրա հարթություններին անցնող գծայնորեն բևեռացված ֆոտոնների կլանման գործակիցները։ Նկարագրվում են մենոդներ ֆոտոնների փնջի գծային բևեռացման և կորուստների որոշման համար այն դեպջում, երբ ոչ-բևեռացված փունջը անցնում է տարբեր բյուրեղների միջով զուգահեռ (110) հարթություններին։ Ստացված է գծային բևևռացումը պտուտականի վերածող բառորդ ալիջի երկարության բյուրեղ-Թիթեղների հաստության կախումը ֆոտոնի էներդիայից։

# NUCLEAR-OPTICAL METHODS FOR THE PRODUCTION OF POLARIZED PHOTONS WITH ENERGIES OF SOME HUNDRED GeV

### K. A. ISPIRYAN, M. K. ISPIRYAN

The absorption coefficient for linearly polarized photons passing through a single crystal parallel to its crystallographic planes is calculated. The methods for the determination of linear polarization as well as of beam losses in the case, when nonpolarized photon beams pass through various crystals parallel to their (110) planes are described. The energy dependence of the thickness of quarter-wave-crystal plates, transforming the linear polarization of a photon beam into the circular one, is obtained.