

О КОМПТОНОВСКОМ РАССЕЙНИИ НА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В. П. ГАВРИЛОВ, И. А. НАГОРСКАЯ, В. А. ХОЗЕ

Рассмотрены поляризационные свойства γ -квантов, образующихся в результате комптоновского рассеяния лазерных фотонов на релятивистских поляризованных электронах. Получены также выражения для поляризационных параметров фотонов, возникающих при рассеянии интенсивной волны поляризованными электронами.

1. В работах [1—3] предложен способ получения пучков жестких γ -квантов на электронных ускорителях больших энергий за счет комптоновского рассеяния света от лазера на релятивистских электронах. Поляризационные особенности этих γ -квантов рассматривались в работах [2, 4, 5] в предположении, что начальные электроны неполяризованы. Из результатов [2, 4] следует, что можно получать пучки жестких γ -квантов с высокой степенью поляризации, что представляет значительный интерес при решении широкого круга физических проблем.

В последнее время в связи с прогрессом в развитии техники встречных пучков и с появлением непрерывных мощных газовых лазеров вызывает интерес возможность получения поляризованных жестких фотонов при рассеянии света от лазера на электронах накопителей, что имеет ряд преимуществ [6].

В то же время излучение при длительном движении в магнитном поле может приводить к возникновению поперечной поляризации электронов (против поля) [7, 8]. Характерное время поляризации сравнимо с временем работы накопителей, поэтому возникает вопрос о влиянии поляризации электронов на поляризационные эффекты при комптоновском рассеянии на электронах накопителя.

В принципе, ставится также задача об ускорении и накоплении поляризованных частиц. Кроме того, комптоновское рассеяние лазерных фотонов на пучках электронов большой энергии может быть использовано для изучения поляризационных свойств электронного пучка [9].

В данной работе рассматриваются поляризационные эффекты при комптоновском рассеянии на произвольно поляризованных электронах.

2. Рассмотрение проводится в системе, где осуществляется лобовое столкновение начальных частиц (ЛС). $k_1(\omega_1, \vec{n}_1\omega_1)$, $k_2(\omega, \vec{n}_2\omega_2)$ — 4-импульсы начального и конечного фотонов.

$$p(E, \vec{p}) \text{ и } s\left(\frac{\vec{p}\vec{\zeta}}{m}, \vec{\zeta} + \frac{\vec{p}(\vec{p}\vec{\zeta})}{m(E+m)}\right)$$

— 4-векторы импульса и поляризации начального электрона.

Используя результаты работы [10], где расчеты велись в системе покоя начального и конечного электрона (СП), и тот факт, что параметры Стокса начального и конечного фотонов ($\xi_1^{(1)'}$ и $\xi_2^{(2)'}$ соответственно) в ортах, привязанных к плоскости рассеяния, остаются неизменными при переходе от (СП) к (ЛС) [4], получим выражения для параметров Стокса конечных фотонов в этих ортах¹:

$$\xi_1^{(2)' } = F^{-1} \left\{ 2 \cos \theta' \xi_1^{(1)' } + (x_1 - x_2) \frac{\omega_2 m}{x_2} \left[\vec{n}_1 \times \vec{n}_2 \right] \vec{\zeta} \xi_2^{(1)' } \right\},$$

$$\xi_2^{(2)' } = F^{-1} \left\{ \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right) \cos \theta' \xi_2^{(1)' } - \frac{(x_1 - x_2)}{x_1 x_2} \left[\xi_1^{(1)' } \omega_2 m \left[\vec{n}_1 \times \vec{n}_2 \right] \right] \vec{\zeta} + \right. \\ \left. + (\vec{n}_1 \vec{\zeta}) (x_1 + x_2 \xi_3^{(1)' }) - \cos \theta' m (sk_2) (1 - \xi_3^{(1)' }) \right\}, \quad (1)$$

$$\xi_3^{(2)' } = F^{-1} \left\{ \sin^2 \theta' + (1 + \cos \theta') \xi_3^{(1)' } + \frac{(x_1 - x_2)}{x_2} \xi_2^{(1)' } \left[(\vec{n}_1 \vec{\zeta}) \cos \theta' + \frac{m (sk_2)}{x_2} \right] \right\},$$

$$F = \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} + \sin^2 \theta' (\xi_3^{(1)' } - 1) - \xi_2^{(1)' } \frac{(x_1 - x_2)}{x_2} \left[(\vec{n}_1 \vec{\zeta}) \cos \theta' - \frac{m (sk_2)}{x_1} \right], \quad (2)$$

где $\cos \theta' = 1 - \frac{(x_1 - x_2) m^2}{x_1 x_2}$ (θ' — угол рассеяния фотона в (СП)).

$$x_1 = (k_1 p), \quad x_2 = (k_2 p). \quad (3)$$

Из (1) следует, что при рассеянии на угол θ (π), независимо от поляризации электрона, если $\xi_2^{(1)' } = \pm 1$, то $\xi_2^{(2)' } = \pm 1$ (\mp)1. Это обстоятельство является следствием закона сохранения проекции момента на направление движения.

Выражения для F , $\xi_1^{(2)'}$ и $\xi_3^{(2)'}$ в (1) зависят от электронной поляризации $\vec{\zeta}$ лишь в комбинации с параметром $\xi_2^{(1)'}$, а в выражение для $\xi_2^{(2)'}$ зависимость от $\vec{\zeta}$ входит без $\xi_2^{(1)'}$. Проекция вектора $\vec{\zeta}$ на нормаль к плоскости рассеяния входит лишь в выражение для $\xi_1^{(2)'}$ (в комбинации с $\xi_2^{(1)'}$) и в выражение для $\xi_3^{(2)'}$ (в комбинации с $\xi_1^{(1)'}$). Перечисленные факты являются следствиями требований Р и Т инвариантности в первом не исчезающем приближении теории возмущений.

Заметим также, что при больших энергиях электронов ($\gamma = \frac{E}{m} \gg 1$)

для вторичных фотонов, движущихся под большими углами ($\theta \gg \frac{m}{E}$)

к направлению импульса \vec{P} , в выражениях (1) с ультрарелятивистской ($\frac{m}{E}$) точностью исчезает зависимость от поперечной поляризации электронов. Это обстоятельство является следствием сохранения спи-

¹ Поскольку используемые результаты [10] не согласовывались с результатами некоторых предыдущих работ (напр. [11]), авторы сочли целесообразным повторить соответствующие вычисления параметров поляризации непосредственно в (ЛС). Полученные выражения совпали с (1).

ральности электрона в электромагнитной вершине (напр. [12]).

При комптоновском рассеянии на релятивистских электронах углы θ весьма малы практически для всего интервала частот, исключая $\omega_2 \approx \omega_1$. В этих условиях

$$\begin{aligned}\omega_2 &= 2\Lambda E/(1+x^2+2\Lambda), \\ x_1 &= \Lambda m^2, \\ x_2 &= \Lambda m^2(1+x^2)/(1+x^2+2\Lambda), \\ \cos \theta' &= \frac{x^2-1}{x^2+1},\end{aligned}\quad (4)$$

где $x = \theta_1'$, тогда выражения для параметров $\xi_i^{(2)'}$ принимают вид:

$$\begin{aligned}\xi_1^{(2)'} &= H^{-1}(1+x^2+2\Lambda)[\xi_1^{(1)'}(x^4-1)+2\xi_2^{(1)'}|\vec{\zeta}| \Lambda x \sin \alpha \sin \Phi], \\ \xi_2^{(2)'} &= H^{-1}\{(x^2-1)[(1+x^2)(1+x^2+2\Lambda)+2\Lambda^2]\xi_2^{(1)'} - 2\Lambda|\vec{\zeta}|[(x^2-1)x \sin \alpha \times \\ &\times \cos \Phi(1-\xi_3^{(1)'}) + \cos \alpha(1+x^4+\Lambda(1+x^2)+2x^2\xi_3^{(1)'}+\xi_1^{(1)'}(1+x^2)x \times \\ &\sin \alpha \sin \Phi]\},\end{aligned}\quad (5)$$

$$\begin{aligned}\xi_3^{(2)'} &= H^{-1}(1+x^2+2\Lambda)[2x^2+\xi_3^{(1)'}(1+x^4)-2\Lambda\xi_2^{(1)'}|\vec{\zeta}| x \sin \alpha \cos \Phi] \\ H &= 2\Lambda^2(1+x^2) + (1+x^2+2\Lambda)(1+2\xi_3^{(1)'}x^2+x^4) - \\ &- 2\Lambda\xi_2^{(1)'}|\vec{\zeta}|[(1+x^2)x \sin \alpha \cos \Phi + \cos \alpha(x^2-1)(1+x^2+\Lambda)],\end{aligned}$$

где $\cos \alpha = \frac{(\vec{n}_1, \vec{\zeta})}{|\vec{\zeta}|}$, Φ — угол между плоскостью рассеяния и плос-

костью, образованной векторами \vec{n}_1 и $\vec{\zeta}$. Из (5) следует, что зависимость от поляризации начальных электронов становится существенной, когда величина Λ не мала, т. е. когда в (СП) отдача электрона сравнима с его массой. Для существующих накопителей и лазеров величина Λ невелика, но она растет с ростом энергии начальных электронов и фотонов. Так при $E = 40$ Гэв и $\omega_1 = 3,56$ эв $\Lambda \sim 1,1$. Если экспериментальные условия не позволяют выделить вторичные фотоны, испускаемые под определенными азимутальными углами, то для таких случаев необходимо знать усредненные по всем азимутальным углам параметры поляризации конечных фотонов [4]. Вводя в качестве поляризационных ортов фиксированные x, y (ось z совпадает по направлению с \vec{n}_1), и учитывая малость угла θ , можно выразить параметры $\xi_l^{(1)'}$ и $\xi_k^{(2)'}$ через параметры Стокса в этой фиксированной системе ортов $\xi_l^{(1)}$, $\xi_k^{(2)}$:

$$\begin{aligned}\xi_1^{(1)'} &= \xi_1^{(1)} \cos 2\varphi + \xi_3^{(1)} \sin 2\varphi, \\ \xi_3^{(1)'} &= \xi_3^{(1)} \cos 2\varphi - \xi_1^{(1)} \sin 2\varphi,\end{aligned}\quad (6a)$$

$$\begin{aligned}
 \xi_2^{(1)'} &= \xi_2^{(1)}, \\
 \xi_1^{(2)'} &= \xi_1^{(2)} \cos 2\varphi - \xi_3^{(2)} \sin 2\varphi, \\
 \xi_2^{(2)'} &= \xi_3^{(2)} \cos 2\varphi + \xi_1^{(2)} \sin 2\varphi, \\
 \xi_3^{(2)'} &= \xi_2^{(2)}.
 \end{aligned}
 \tag{66}$$

В формулах (6) φ — угол между плоскостью рассеяния и плоскостью *xy*. Проводя усреднение $\xi_i^{(2)}$ по углу φ с весом, пропорциональным сечению рассеяния, получим

$$\bar{\xi}_1^{(2)} = -(\bar{H})^{-1} (1 + x^2 + 2\Lambda) \xi_1^{(1)},$$

$$\bar{\xi}_2^{(2)} = (\bar{H})^{-1} \{ \xi_2^{(1)} (x^2 - 1) [(1 + x^2)(1 + x^2 + 2\Lambda) + 2\Lambda^2] - 2\Lambda \vec{\zeta}_1 \cos \alpha [1 + x^4 + \Lambda(1 + x^2)] \},$$

$$\bar{\xi}_3^{(2)} = (\bar{H})^{-1} (1 + x^2 + 2\Lambda) \xi_3^{(1)}, \tag{7}$$

$$\bar{H} = 2\Lambda^2 (1 + x^2) + (1 + x^4)(1 + x^2 + 2\Lambda) - 2\xi_2^{(1)} \Lambda \vec{\zeta}_1 \cos \alpha (x^2 - 1)(1 + x^2 + \Lambda).$$

Из (7) следует, что после усреднения по углу φ исчезает зависимость от поперечной поляризации начального электрона. Если начальные фотоны не были поляризованы, то конечные будут обладать лишь циркулярной поляризацией

$$\bar{\xi}_2^{(2)} = -\frac{2\Lambda \vec{\zeta}_1 \cos \alpha [1 + x^4 + \Lambda(1 + x^2)]}{2\Lambda^2 (1 + x^2) + (1 + x^4)(1 + x^2 + 2\Lambda)}. \tag{8}$$

3. При очень больших плотностях фотонов становятся существенными процессы с участием нескольких (n) падающих фотонов [13]. В случае циркулярной (правой) поляризации первичных фотонов параметры Стокса конечного фотона в ортах, привязанных к плоскости рассеяния, имеют вид²)

$$\xi_1^{(2)} = (G)^{-1} \left\{ -2 \vec{\zeta}_1 \sin \alpha \sin \Phi \cdot \xi^{-1} \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} J_n J_n' \right\},$$

$$\begin{aligned}
 \xi_2^{(2)} = (G)^{-1} \left\{ 2 \left(\frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) \left(\frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) J_n J_n' + \frac{(\lambda - \lambda')}{\lambda} \vec{\zeta}_1 \cdot \left[\sin \alpha \cos \Phi \times \right. \right. \\
 \left. \left. \times 2 J_n^2 \xi^{-1} \left(\frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) + \cos \alpha \left(\frac{\lambda + \lambda'}{\lambda} \left(J_n^2 + J_n^2 \left(\frac{n^2}{s^2} - 1 \right) \right) - 2 J_n^2 \xi^{-2} \right) \right] \right\},
 \end{aligned}$$

$$\xi_3^{(2)} = 2(G)^{-1} \left\{ J_n'^2 - \left(\frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right)^2 J_n^2 + \xi^{-1} J_n J_n' \frac{(\lambda - \lambda')}{\lambda} \sin \alpha \cos \Phi \right\}, \tag{9}$$

$$G = \left(\frac{\lambda}{\lambda'} + \frac{\lambda'}{\lambda} \right) \left[J_n'^2 + \left(\frac{n^2}{s^2} - 1 \right) J_n^2 \right] - 2 \xi^{-2} J_n^2 + \frac{2(\lambda - \lambda')}{\lambda'} \vec{\zeta}_1 \times$$

² Здесь используются обозначения работы [13], однако поляризационные орты отличаются от введенных в [13] знаком при орте $\vec{\zeta}_2^{(1,2)}$ и совпадают с ортами, введенными в [4].

$$\times J_n \int_n \left[\sin \alpha \cos \Phi \xi^{-1} + \frac{\lambda + \lambda'}{\lambda} \left(\frac{\rho}{\xi} - \frac{n}{s} \right) \cos \alpha \right].$$

При $\xi \ll 1$ достаточно взять в (9) лишь главные члены разложения функций Бесселя. Получаемые при этом результаты совпадают с соответствующими формулами (1), в которых частота начального кванта ω_1 заменена на $n\omega_1$.

Авторы весьма благодарны И. И. Гольдману за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян, ЖЭТФ, 44, 2100 (1963).
2. Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян, УФН, 83, 3 (1964).
3. R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett. 10, 75 (1963).
4. Ф. Р. Арутюнян, И. И. Гольдман, В. А. Туманян, ЖЭТФ, 45, 312 (1963).
5. Г. Г. Арушанов, Я. П. Котов, Изв. АН Узб. ССР, 3, 70 (1962)
6. R. Malvano, C. Mancini, C. Schaerf, Preprint, LNF-67/48, 1967.
7. А. А. Соколов, И. М. Тернов, ДАН СССР, 153, 1052 (1963).
8. В. Н. Байер, В. М. Катков, ЖЭТФ, 52, 1422 (1967).
9. В. Н. Байер, В. А. Хозе, Ядерная физика (в печати).
10. F. W. Lippes, H. A. Tolhock, Physica, 20, 395 (1954).
11. U. Fano, J. Opt. Soc. Am. 39, 859 (1949).
12. В. А. Хозе, Ядерная физика, 7, 1994 (1968).
13. И. И. Гольдман, ЖЭТФ, 46, 1412 (1964).

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ԿՈՄՊՏՈՆՆԱՆ ՅՐՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Պ. ԳԱՎՐԻԼՈՎ, Ի. Ա. ՆԱԳՈՐՍԿԱՅԱ, Վ. Ա. ԽՈՋԵ

Գիտարկվում է ռելյատիվիստիկ բեռնացված էլեկտրոնների վրա լազերային ֆոտոնների ջրման հետևանքով առաջացած γ -քվանտների բեռնացման հատկությունները: Ստացված են նաև արտահայտություններ բեռնացված էլեկտրոնների վրա ինտենսիվ ալիքի ջրման դեպքում առաջացած ֆոտոնների բեռնացման պարամետրերի համար:

ON COMPTON SCATTERING ON RELATIVISTIC POLARIZED ELECTRONS

V. P. GAVRILOV, I. A. NAGORSKAYA, V. A. KHOZE

The polarisation properties of γ -quanta, produced in Compton scattering of laser photons by relativistic polarized electrons are discussed. The expressions are derived for the polarisation parameters of photons, emitted in the scattering of intense wave by polarized electrons.