

5. Ohicubo Y. J. Phys. Soc. Japan., 18, 6, 916, 1963.
6. Kukuchi Ch. Chem. Phys., 33, 2, 601, 1960.
7. Bleaney B. Phil. Mag., 42, 441, 1951.
8. Wolga G. Phys. Rev., 133, 6A, 1563, 1964.
9. Bleaney B., Rubins R. Prog. Phys. Soc., 77, 493, 103, 1961.
10. Kunii S., Hirahara E. J. Phys. Soc. Japan., 19, 7, 1258, 1964.
11. Friedman E., Low W. Phys. Rev., 120, 2, 408, 1960.
12. Drumheller J., Rubins R. Phys. Rev., 133, 4A, A 1099, 1964.
13. Оденал М. «Чех. физ. журн.», 13, 566, 1963.
14. Лоу В. Парамагнитный резонанс в твердых телах. М., ИЛ, 1962.

Поступила в редакцию  
9. 2 1967 г.

Кафедра  
атомной физики

УДК 530.145 : 539.122

А. Б. КУКАНОВ, А. А. АМЕР

## К ТЕОРИИ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ НА ЧАСТИЦЕ СО СПИНОМ $1/2$

Рассеяние  $\gamma$ -квантов на заряженной частице со спином  $1/2$ , обладающей аномальным магнитным моментом, было рассмотрено в общем виде Паули [1] и затем исследовалось рядом авторов [2—10].

В настоящей работе изучено рассеяние поляризованных фотонов на точечной первоначально покоящейся дираковской частице, обладающей зарядом  $e$  и собственным (аномальным) магнитным моментом  $\mu$ . Амплитуду  $\vec{a}_{\vec{x}}$ , вектор-потенциала  $\vec{A}_{\vec{x}}$ , падающего вдоль оси  $z$  фотона с импульсом  $\hbar\vec{k}$ , запишем в виде

$$\vec{a}_{\vec{x}} = \vec{a}_g g = (\cos \alpha \vec{\beta}_2 + \sin \alpha e^{i\beta} \vec{\beta}_3) g, \quad (1)$$

где  $g$  — квантовая часть амплитуды, единичные векторы  $\vec{\beta}_2$  и  $\vec{\beta}_3$  направлены вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно, а вещественные параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяют характер поляризации падающего фотона. Амплитуды  $\vec{a}_{\vec{x}'}$  вектор-потенциала рассеянной волны ( $\vec{A}' = \sum_{\vec{x}'} \vec{A}_{\vec{x}'}$ )

разбиваем на составляющие следующим образом:

$$\vec{a}_{\vec{x}'} = (\cos \alpha' \vec{\beta}'_2 + \sin \alpha' e^{i\beta'} \vec{\beta}'_3) g' + (\sin \alpha' \vec{\beta}'_2 - \cos \alpha' e^{i\beta'} \vec{\beta}'_3) f', \quad (2)$$

причем вектор  $\vec{\beta}'_2$  выбираем в плоскости рассеяния,  $\vec{\beta}'_3$  — перпендикулярно к ней. Пусть  $\theta$  — угол между единичными векторами  $\vec{x}$  и  $\vec{x}'$  импульсов падающего и рассеянного фотонов, а  $\psi$  — угол между плоскостью  $xz$  и плоскостью рассеяния. Тогда

$$\vec{\beta}'_2 = (\cos \theta \cos \psi; \cos \theta \sin \psi; -\sin \theta) \quad \text{и} \quad \vec{\beta}'_3 = (-\sin \psi; \cos \psi; 0).$$

Воспользовавшись методом теории возмущений [11] и произведя усреднение по начальным спиновым состояниям дираковской частицы и суммирование по ее конечным спиновым состояниям, мы получаем следующие формулы для дифференциального эффективного сечения рассеяния эллиптически поляризованных фотонов:

$$d\sigma_g = d\sigma_{gg'} + d\sigma_{gf'}, \quad (3)$$

$$\text{где } d\sigma_{gg'} = \frac{x'^3}{c^2 \hbar^2 k_0^2 x} \left\{ \frac{e^4}{4\mu x'} \left[ \frac{x}{x'} + \frac{x'}{x} - \sin^2 \theta (1 + a_1) + (1 + \cos^2 \theta) a_1 + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \theta \left\{ 2a_3 + a_4 \left( \frac{x}{x'} + \frac{x'}{x} \right) \right\} \right] + e^2 \mu k_0^{-1} (1 - \cos \theta)^2 (1 - a_1 + a_2 + a_4 \cos \theta) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + e^2 \mu^2 (1 - \cos \theta) \left[ 5 - (1 + \cos \theta) \left( \frac{1}{2} + a_2 \right) + \frac{1}{2} (1 - \cos \theta) \{ (2 \cos \theta - 3) a_4 + \right. \\
 & \left. + 5 (a_3 - a_1) \} \right] + 2 e \mu^3 k_0 (1 - \cos \theta) [2 + (1 + \cos \theta) (1 - a_2) + (1 - \cos \theta) (a_3 - a_1 - a_4)] + \\
 & \left. + \mu^4 k_0^2 [2 + \sin^2 \theta (1 - a_2) - (1 + \cos^2 \theta) a_1 + 2 \cos \theta (a_4 - a_3)] \right] d\Omega, \quad (4)
 \end{aligned}$$

$$a_1 = \cos 2\alpha \cos 2\alpha' \cos 2\Psi + \sin 2\alpha \cos \beta \cos 2\alpha' \sin 2\Psi,$$

$$a_2 = \cos 2\alpha \cos 2\Psi + \cos 2\alpha' + \sin 2\alpha \cos \beta \sin 2\Psi,$$

$$a_3 = \sin 2\alpha \cos \beta \sin 2\alpha' \cos \beta' \cos 2\Psi - \cos 2\alpha \sin 2\alpha' \cos \beta' \sin 2\Psi,$$

$$a_4 = \sin 2\alpha \sin \beta \sin 2\alpha' \sin \beta', \quad m_0 = \frac{\hbar k_0}{c} - \text{масса покоя частицы.}$$

$d\sigma_{gg'}$  соответствует компоненту рассеянного пучка с поляризацией  $\vec{a}_{g'}$ ,  $d\sigma_{gf'}$  может быть получена из (4) путем замены в коэффициентах

$$a_k: \alpha' \rightarrow \frac{\pi}{2} - \alpha'; \quad \beta' \rightarrow \pi + \beta'.$$

Формулы для  $d\sigma_{gg'}$  и  $d\sigma_{gf'}$ , очевидно, позволяют найти компоненты вектора поляризации  $\vec{P}'$  рассеянного пучка фотонов [12]:  $P'_1$  (линейная поляризация по отношению к осям, направленным вдоль  $\vec{\beta}'_2$  и  $\vec{\beta}'_3$ ),  $P'_2$  (линейная поляризация по отношению к двум ортогональным осям, повернутым относительно первых на угол  $\frac{\pi}{4}$ ),  $P'_3$  (круговая поляризация), а также подсчитать степень поляризации пучка. При рассеянии вперед ( $\theta = 0$ ) интерференционные члены не дают вклада в  $d\sigma_{gg'}$  и  $d\sigma_{gf'}$ . При рассеянии неполяризованных или линейно поляризованных фотонов круговая поляризация рассеянных фотонов  $P'_3 = 0$  и рассеянное излучение оказывается, вообще говоря, частично линейно поляризованным. При  $\mu = 0$   $d\sigma_{gg'}$  и  $d\sigma_{gf'}$  приводят к известным результатам для рассеяния поляризованных фотонов на заряде. При  $e = 0$  получаем соответствующие формулы для рассеяния на нейтральной дираковской частице, обладающей собственным магнитным моментом [13, 14]. Проанализируем  $d\sigma_{gg'}$  и  $d\sigma_{gf'}$  в некоторых частных случаях, приняв в качестве рассеивателя точечный протон<sup>1</sup>.

Пусть падающие фотоны линейно поляризованы, причем плоскость поляризации (т. е. плоскость, содержащая электрический и волновой векторы фотонов) совпадает с плоскостью  $zx$ . При рассеянии вперед ( $\theta = 0$ ) в случае  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$  рассеянное излучение полностью линейно поляризовано в плоскости  $zx$ , а в случае  $\mu \neq 0$ ,  $e = 0$  — в плоскости  $zy$ . Таким образом, при рассеянии вперед на точечном протоне его магнитный момент, увеличивая  $d\sigma_g$ , оказывает на рассеянный свет деполаризующее действие, которое хотя и возрастает с увеличением  $E_\gamma = c\hbar k$ , но все же в области ниже порога фоторождения одиночных  $\pi$ -мезонов остается сравнительно небольшим: например  $P'_{\text{лин}} = 0,98$  при  $E_\gamma = 50 \text{ Мэв}$ ,  $P'_{\text{лин}} = 0,94$  при  $E_\gamma = 100 \text{ Мэв}$ . При рассеянии вдоль оси  $x$  излучение оказывается неполяризованным, если  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$ , и частично линейно поляризованным с преимущественной поляризацией в плоскости  $xy$  в случае точечного протона. В последнем

<sup>1</sup> Точечным протоном мы называем дираковскую частицу, обладающую элементарным положительным зарядом  $e$  и аномальным магнитным моментом  $\mu$   $1,793 = \frac{e\hbar}{2M_p c}$ , где  $M_p$  — масса покоя протона [15]. Экспериментальное изучение комптоновского рассеяния поляризованных фотонов и сравнение полученных результатов с теоретическими для точечного протона может, очевидно, дать ценную информацию о внутренней структуре реального протона и ее деформации [7, 8] в процессе рассеяния.

случае степень линейной поляризации  $P'_{\text{лин}} = 0,97$  и не зависит от  $E_\nu$ . При  $E_\nu = 50 \text{ Мэв}$  в случае рассеяния вдоль оси  $x$   $\frac{d\sigma_{gg'}}{d\Omega} = 1,43 \cdot 10^{-35} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$ ,  $\frac{d\sigma_{gf'}}{d\Omega} = 91,66 \times 10^{-35} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$  в случае точечного протона,  $\frac{d\sigma_{gg'}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{gf'}}{d\Omega} = 1,43 \cdot 10^{-35} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$ , если  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$ . При рассеянии вдоль оси  $y$  или назад ( $\theta = \pi$ ) рассеянное от точечного протона излучение частично линейно поляризовано с преимущественной поляризацией соответственно в плоскостях  $yx$  и  $zx$ , при этом члены с  $\mu$  в  $d\sigma_{gg'}$  и  $d\sigma_{gf'}$  усиливают деполаризацию рассеянного пучка по сравнению со случаем  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$ . При этом  $E_\nu = 50 \text{ Мэв}$  вдоль оси  $y$  и назад ( $\theta = \pi$ )  $P'_{\text{лин}} = 0,92$  и  $P'_{\text{лин}} = 0,82$  вместо  $P'_{\text{лин}} = 0,998$  и  $P'_{\text{лин}} = 0,995$  при  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$ . Таким образом, наличие аномального магнитного момента приводит не только к увеличению сечения рассеяния и усилению доли рассеяния в заднюю полусферу [7] по сравнению со случаем  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$ , но и изменяет характер поляризации рассеянного излучения. В частности, с увеличением  $E_\nu$  и приближением угла рассеяния к  $\pi$  усиливается степень деполаризации рассеянного излучения.

Если падающие фотоны полностью кругово поляризованы, то рассеянное вперед (назад) излучение также оказывается полностью кругово поляризованным, при этом рассеянные вперед фотоны имеют ту же спиральность, что и падающие, а рассеянные назад — противоположную. При  $0 < \theta < \pi$  рассеянное от точечного протона излучение, вообще говоря, частично эллиптически поляризовано. В частности, при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  оно частично эллиптически поляризовано, в то время как при  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$  рассеянное излучение — частично линейно поляризовано с преимущественной поляризацией в плоскости, перпендикулярной к плоскости рассеяния.

Если падающее излучение неполяризовано, нетрудно отыскать [13, 14] дифференциальные эффективные сечения рассеяния такого излучения  $d\sigma_g$  и  $d\sigma_{f'}$ , соответствующие компонентам рассеянного пучка с поляризациями  $\vec{a}_g$  и  $\vec{a}_{f'}$ . Излучение, рассеянное вперед (назад), оказывается неполяризованным, а при  $0 < \theta < \pi$  — частично линейно поляризованным с преимущественной поляризацией в плоскости, перпендикулярной к плоскости рассеяния. Причем члены с  $\mu$  в  $d\sigma_g$  и  $d\sigma_{f'}$  усиливают степень поляризации рассеянного пучка по сравнению со случаем  $e \neq 0$ ,  $\mu = 0$ .

В заключение авторы сердечно благодарят проф. А. А. Соколова за предложенную тему и обсуждение результатов данной работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Паули В. Релятивистская теория элементарных частиц. М., ИЛ, 1947.
2. Powell J. L. Phys. Rev., **75**, 32, 1949.
3. Gell-Mann M., Goldberger M. Phys. Rev., **96**, 1453, 1954.
4. Low F. E. Phys. Rev., **96**, 1428, 1954.
5. Klein A. Phys. Rev., **99**, 998, 1955.
6. Carps R. Phys. Rev., **106**, 1031, 1957.
7. Гольданский В. И., Корпухин О. А., Куценко А. В., Павловская В. В. ЖЭТФ, **38**, 1695, 1960.
8. Петрунькин В. А. ЖЭТФ, **40**, 1149, 1961.
9. Мороз Л. Г. Диссертация. Институт физики АН БССР, 1961.
10. Мороз Л. Г. Богуш А. А. ДАН БССР, **8**, № 7, 441, 1964.
11. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
12. Сб. «Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц», гл. 3 М., «Мир», 1965.
13. Куканов А. Б., Амер А. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 1967.
14. Куканов А. Б., Амер А. А. «Изв. вузов», сер. физич., № 4, 1967.
15. Дрелл С. Д., Захариясен Ф. Электромагнитная структура нуклонов. М., ИЛ, 1962.

Поступила в редакцию  
23. 4 1967 г.

Кафедра  
теоретической физики.