

УДК 539.12.01

Ю. М. КАСУМОВ

## О МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ $\Lambda$ -ГИПЕРОНА

В однофотонном приближении исследуется процесс аннигиляции электрон-позитронной пары в гиперонную пару ( $\Lambda\bar{\Lambda}$ ). На основании полученных формул показано, что сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  и угловая и энергетическая зависимости степени продольной поляризации образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар очень чувствительны к значению магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона.

Создание в последние годы ускорителей высоких энергий со встречными электрон-электронными и электрон-позитронными пучками создает благоприятные условия для исследования пределов применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях, а также для изучения структуры (формфакторов) элементарных частиц во времениподобной области передаваемого импульса. В настоящее время ускорители на встречных электрон-позитронных пучках высоких энергий работают во Фраскати (Италия) и в Новосибирске. Для изучения протонных формфакторов во времениподобной области передаваемого импульса предлагалось либо рассмотреть процесс образования протон-антипротонных пар на встречных столкновениях электронов и позитронов [1], либо — обратный процесс, т. е. аннигиляцию протон-антипротонной пары в электрон-позитронную пару [2].

Во времениподобной области передаваемого импульса ( $q^2 < -4m_p^2$ ) непосредственное измерение полного сечения процессов аннигиляции  $e^- + e^+ \rightarrow p + \bar{p}$  дает возможность определить только квадраты модулей зарядового  $|F_e|^2$  и магнитного  $|F_m|^2$  формфакторов протона [2, 3]. Для определения относительной фазы между формфакторами  $F_e$  и  $F_m$  необходимы дополнительные эксперименты с поляризованными частицами ([2, 3], а также [4—6]).

При столкновении пучков электронов и позитронов возможны следующие реакции образования пар сильновзаимодействующих частиц [1]:  $e^-e^+ \rightarrow p\bar{p}, n\bar{n}, \Lambda\bar{\Lambda}, \Sigma\bar{\Sigma}$ . Согласно [1], кроме указанных продуктов аннигиляции электрон-позитронной пары могут идти также аннигиляции типа  $e^-e^+ \rightarrow \Lambda^0\bar{\Sigma}^0, \bar{\Lambda}^0\Sigma^0$  и получено сечение последних только с учетом гиперонных формфакторов в [1].

Результаты работы [1] обобщены на случай учета произвольных поляризаций начальных и конечных частиц в отдельности в работе [7].

В предлагаемой работе исследуется процесс образования гиперонных пар на встречных электрон-позитронных пучках

$$e^+ + e^- \rightarrow \Lambda + \bar{\Lambda}. \quad (1)$$

В отличие от работ [1, 7] проводится количественный анализ. Исследуются влияния магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона на сечение процесса аннигиляции (1), угловую и энергетическую зависимость степени продольной поляризации образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар.

В рамках  $SU(3)$ -симметрии в [8] показано, что между магнитными моментами нейтрона,  $\Lambda$ - и  $\Sigma^0$ -гиперонов имеет место соотношение  $\mu_n = 2\mu_\Lambda = -2\mu_{\Sigma^0}$ . Экспериментально магнитный момент гиперона измерен в работах [9—11], например  $\mu_\Lambda = -0,66 \pm 0,35$  (в  $\Lambda$ -магнетонах [12]).

Матричный элемент процесса (1) имеет вид

$$S = \frac{e^2}{q^2} (\bar{v}(-k_+) \gamma_\mu u(k_-)) \left( \bar{u}(p) \left[ F_1 \gamma_\mu - \frac{i\mu_a}{4M} F_2 (\gamma_\mu \hat{q} - \hat{q} \gamma_\mu) \right] v(-p') \right), \quad (2)$$

где

$$q = k_+ + k_- = p + p', \quad \hat{q} = \gamma_\nu q_\nu.$$

Здесь  $M$  и  $\mu_a$  — масса и магнитный момент  $\Lambda$ -гиперона,  $F_1$  и  $F_2$  — дираковский и паулевский формфакторы, описывающие распределения заряда и магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона. Они являются комплексными функциями квадрата передаваемого импульса  $q^2$ . В силу того, что  $\Lambda$ -гиперон не имеет электрического заряда, нормировка гиперонных формфакторов такова:  $F_1(0) = 0$  и  $F_2(0) = 1$ .

Дифференциальное сечение процесса (1) с учетом произвольных поляризаций и формфакторов гиперонов:

$$d\sigma = \frac{d^3p d^3p'}{2(2\pi)^2} |S|^2 \delta(k_+ + k_- - p - p'),$$

вычисленное согласно амплитуде (2) (при  $m=M$ , где  $m$  и  $M$  — масса  $\Sigma^0$  и  $\Lambda^0$ -гиперонов), можно представить в следующем виде (в с.ц.и.):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\alpha^2}{64M^2} \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma^3} \left\{ b + a(\cos^2 \theta - (\vec{\eta}\vec{\eta}') \sin^2 \theta) + \right. \\ & + 2(a + f(\theta) \cos \theta) (\vec{p}^{\circ}\vec{\eta}) (\vec{p}^{\circ}\vec{\eta}') + (a + b) (\vec{k}^{\circ}\vec{\eta}) (\vec{k}^{\circ}\vec{\eta}') - (f(\theta) + a \cos \theta) \times \\ & \left. \times ((\vec{k}^{\circ}\vec{\eta}) (\vec{p}^{\circ}\vec{\eta}') + (\vec{k}^{\circ}\vec{\eta}') (\vec{p}^{\circ}\vec{\eta})) + \frac{\sin 2\theta}{\gamma} ((\vec{n}\vec{\eta}) + (\vec{n}\vec{\eta}')) \operatorname{Im}(F_e F_m^*) \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где

$$a = |F_m|^2 - \frac{|F_e|^2}{\gamma^2}, \quad b = |F_m|^2 + \frac{|F_e|^2}{\gamma^2}, \quad \gamma = \frac{E}{M},$$

$$f(\theta) = \left[ b - \frac{2}{\gamma} \operatorname{Re}(F_e F_m^*) \right] \cos \theta.$$

Здесь  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$  — постоянная тонкой структуры,  $\vec{k}^{\circ} = \frac{\vec{k}}{k}$  и  $\vec{p}^{\circ} = \frac{\vec{p}}{p}$  — единичные векторы в направлениях импульсов электрона и  $\Lambda$ -гиперона соответственно,  $\theta$  — угол между импульсами электрона и  $\Lambda$ -гиперона,  $\vec{\eta}$  и  $\vec{\eta}'$  — единичные векторы поляризаций соответственно  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов в системе покоя последних,  $\vec{n} = [\vec{k}^{\circ}\vec{p}^{\circ}] / |[\vec{k}^{\circ}\vec{p}^{\circ}]|$  — нормаль к

плоскости реакции,  $F_e = F_1 + \frac{q\mu_a}{4M^2} F_2$  и  $F_m = F_1 - \mu_a F_2$  — зарядовый и магнитный формфакторы  $\Lambda$ -гиперона ( $q^2 = -4E^2$ ). При получении сечения (3) массой электрона пренебрегли.

Если одна из конечных частиц поляризована, дифференциальное сечение процесса (1) имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{неп}} + \frac{\alpha^2}{64M^2} \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma^4} \sin 2\theta (\vec{n}\vec{\eta}) \text{Im}(F_e F_m^*). \quad (4)$$

Здесь  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{неп}}$  — дифференциальное сечение процесса (1), усредненное по начальным и просуммированное по конечным спиновым состояниям частиц. Формула (4) позволяет определить синус относительной фазы между формфакторами  $F_e$  и  $F_m$ .

Переходя в (3) к продольным поляризациям  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов (т. е. положив  $\vec{\eta} = \vec{p}^0 \eta$  и  $\vec{\eta}' = -\vec{p}'^0 \eta'$ ), получим для угловой зависимости степени продольной поляризации возникших  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар, определяемой как отношение разности сечений в состояниях  $\eta\eta' = 1$  ( $\eta = \eta' = 1$  или  $-1$ ) и  $\eta\eta' = -1$  ( $\eta = -\eta' = 1$  или  $-1$ ) к их сумме, следующее выражение:

$$P(\theta) = - \frac{(1 - \gamma^2 \mu_a^2)(\gamma^2 - 1) \mp [(1 + \gamma^2 \mu_a^2)(1 + \gamma^2) - 4\gamma^2 \mu_a] \cos^2 \theta}{(1 + \gamma^2 \mu_a^2)(1 + \gamma^2) - 4\gamma^2 \mu_a \mp (1 - \gamma^2 \mu_a^2)(\gamma^2 - 1) \cos^2 \theta}. \quad (5)$$

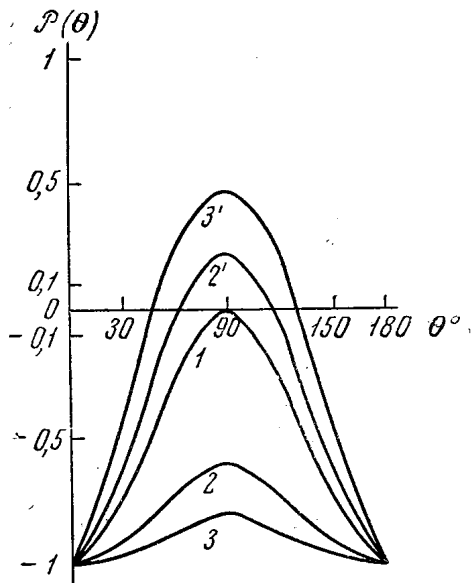


Рис. 1. Угловая зависимость степени продольной поляризации образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар в реакции  $e^-e^+ \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  при значениях отношения  $\gamma = E/M = 1$  (кривая 1),  $\gamma = E/M = 2$  (кривые 2 и 2') и  $\gamma = 3$  (кривые 3 и 3'). Кривые 2 и 3 относятся к случаю  $\mu_a = 0$ , кривые 2' и 3' — к случаю  $\mu_a = -1$ .

Здесь  $\eta = \eta' = \pm 1$  — квантовое число спиральности [13] возникших  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов. Как видно из (5), угловая зависимость степени продольной поляризации  $P(\theta)$  есть отношение двух параболических функций. Поскольку явные формы гиперонных формфакторов  $F_1(q^2)$  и  $F_2(q^2)$ , входящих в  $F_e$  и  $F_m$  в зависимости от  $q^2$  нам не известны, то мы при получении (5) исходим из предположения об одинаковой зависимости:

$$F_1(q^2) = F_2(q^2) = F(q^2). \quad (5')$$

Вследствие последнего соотношения в выражении для  $P(\theta)$  формфакторы сокращались. В дальнейшем, принимая во внимание (5'), мы ограничиваемся рассмотрением влияния магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона на процесс (1). Согласно теории [8] и эксперименту [12], значение магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона  $\mu_a \cong -1$ .

На рис. 1 представлена вычисленная из (5) угловая зависимость степени продольной поляризации образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар при трех значениях отношения  $\gamma = \frac{E}{M} = 1$  (кривая 1),  $\gamma = 2$  (кривые 2 и 2') и  $\gamma = 3$  (кривые 3 и 3'). Для  $\gamma = \frac{E}{M} = 1$  угловая зависимость

степени продольной поляризации возникших  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар не чувствительна к значению магнитного момента гиперона  $\mu_a$ , т. е. поведение степени поляризации для значений  $\mu_a = 0$  и  $-1$  одинаково (кривая 1). С ростом энергии  $E$  возникает чувствительность  $P(\theta)$  к значению  $\mu_a$ : кривые 2 и 3 соответствуют случаю  $\mu_a = 0$ , а 2' и 3' — случаю  $\mu_a = -1$ . Как видно из рис. 1, чувствительность к значению  $\mu_a$  очень сильная. Более того, магнитный момент вызывает изменение знака степени поляризации. Для кривой 2' это изменение знака происходит при  $\theta = 63^\circ$  и  $117^\circ$ , а для кривой 3' — при  $\theta = 48^\circ$  и  $130^\circ$ . Как видно из рис. 1 (кривые

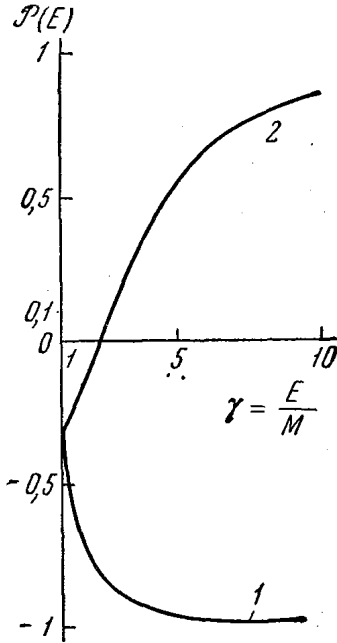


Рис. 2. Энергетическая зависимость степени продольной поляризации образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар в реакции  $e^+e^- \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  для значений  $\mu_a = 0$  (кривая 1) и  $\mu_a = -1$  (кривая 2)

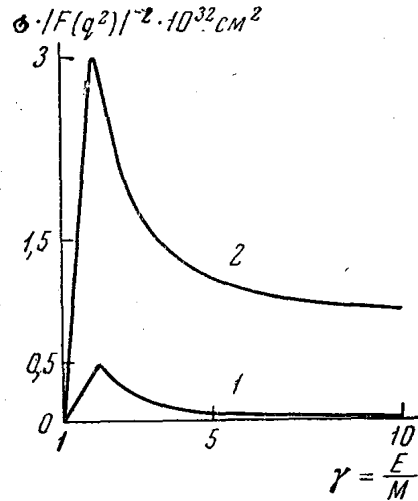


Рис. 3. Энергетическая зависимость полного сечения процесса  $e^-e^+ \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$  в единицах  $|F(q^2)|^{-2} \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}$ . Кривая 1 характеризует сечение со значением магнитного момента  $\mu_a = 0$ , кривая 2 — с  $\mu_a = -1$

1, 2 и 3; случай  $\mu_a = 0$ ), с ростом энергии максимум (значение степени поляризации при  $\theta = 90^\circ$ ) кривой угловой зависимости опускается вниз и при  $\gamma = \frac{E}{M} = 20$ , величина степени поляризации в области  $\theta = 90^\circ$  достигает своего отрицательного максимального значения  $P(\theta) = -0,99$  ( $-99\%$ ), а в случае же  $\mu_a = -1$  она достигает максимального значения  $P(\theta) = 0,99$  ( $99\%$ ) при  $\gamma = 30$ . Два последние случая не представлены на рис. 1.

Проинтегрировав (3), в случае продольных поляризаций гиперонов получим для полного сечения процесса (1) выражение

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{48M^2} \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma^3} [a + 3b - \eta\eta' (3a + b)]. \quad (6)$$

Энергетическая зависимость степени продольной поляризации образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар, определяемая как разности полных сечений в спиновых состояниях  $\eta\eta' = 1$  и  $\eta\eta' = -1$  к их сумме, имеет вид

$$P(E) = \frac{3(1 - \gamma^2\mu_a^2)(\gamma^2 - 1) + (1 + \gamma^2)(1 + \gamma^2\mu_a^2) - 4\gamma^2\mu_a}{(1 - \gamma^2\mu_a^2)(\gamma^2 - 1) + 3[(1 + \gamma^2)(1 + \gamma^2\mu_a^2) - 4\gamma^2\mu_a]} \quad (7)$$

На рис. 2 представлена вычисленная из (7) энергетическая зависимость степени продольной поляризации  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар для значений  $\mu_a=0$  (кривая 1) и  $\mu_a=-1$  (кривая 2). Степень поляризации достигает своего отрицательного максимального значения ( $P(\theta) = -0,98$  или  $-98\%$ ) для  $\mu_a=0$  (кривая 1) уже при энергии  $\gamma=7$ , в то время как при  $\mu_a=-1$  (кривая 2) и  $\gamma=10$ :  $P(\theta) = 0,85$  (85%).

Проведя суммирование в (6) по поляризациям  $\eta$  и  $\eta'$  конечных частиц в реакции (1), получим

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{24M^2} \frac{V\gamma^2-1}{\gamma^3} \left[ 2|F_m|^2 + \left(\frac{M}{E}\right)^2 |F_e|^2 \right]. \quad (8)$$

На рис. 3 в единицах  $|F(q^2)|^{-2} \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2}$  представлена вычисленная из (8) с учетом (5') энергетическая зависимость сечения процесса (1). Кривая 1 характеризует сечение при значении магнитного момента  $\mu_a=0$ , а кривая 2 — при значении  $\mu_a=-1$ . Как видно из рис. 3, сечение образующихся  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -гиперонных пар на встречных электрон-позитронных пучках очень чувствительно к значению магнитного момента  $\Lambda$ -гиперона.

Выражаю благодарность Б. К. Керимову за интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Cabibbo N., Gatto R. Phys. Rev., **124**, 1577, 1961.
2. Zichichi A., Bergman S. M. et al. Nuovo Cim., **24**, 170, 1962.
3. Байер В. Н., Фадин В. С. ДАН СССР, **161**, 74, 1965.
4. Соколов А. А., Керимов Б. К. и др. ДАН СССР, **161**, 1317, 1965.
5. Соколов А. А., Керимов Б. К. и др. ДАН СССР, **166**, 337, 1966.
6. Беленький С. М., Рындин Р. М. «Ядерная физика», **1**, 84, 1965.
7. Касумов Ю. М. «Изв. вузов», физика, **9**, 75, 1968.
8. Coleman S., Glashow S. L. Phys. Rev. Lett., **6**, 423, 1961.
9. Cool R. L. et al. Phys. Rev., **127**, 2223, 1962.
10. Anderson J. A., Graunford F. S. Phys. Rev. Lett., **13**, 167, 1964.
11. Charriere G. et al. Phys. Rev., **15**, 66, 1965.
12. Нишиджима Н. Фундаментальные частицы. М., «Мир», 1965.
13. Sokolov A. A., Kerimov B. K. Ann. der Phys., **7**, 46, 1958.

Поступила в редакцию  
30.10 1968 г.

Кафедра  
теоретической физики