19/IX

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2823

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Б.Н. Валуев

РАСПАДЫ БАРИОНОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПАРЫ ДАЛИЦА

1966

P – 2823

Б.Н. Валуев

РАСПАДЫ БАРИОНОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ ПАРЫ ДАЛИЦА

После открытия распада долгоживущего K^0-мезона на два π-мезона [1] было предпринято немало попыток понять этот результат (см., например, [2]). Одно из направлений в этих исследованиях - это поиски класса взаимодействий, в которых нарушение CP (или T) - инвариантности проявлялось бы в полной мере. Бернштейн, Файнберг и Ли [3] предположили, что в электромагнитных взаимодействиях адронов не сохраняется C, однако эта гипотеза пока не подтвердилась [4]. Не обнаружено нарушения T и в слабых взаимодействиях с изменением странности (в $K_{\mu 3}$ - распаде [5]). Поэтому приобретает интерес исследование вопроса о сохранении CP в слабоэлектромагнитных процессах. Теоретические схемы, вводящие нарушение CP в слабоэлектромагнитные взаимодействия, и возможности проверки этих схем предлагались Зальцман и Зальцманом [6], Арбузовым и Филипповым [7,8]. В связи с этим следует рассмотреть возможности проверки CP-инвариантности в слабоэлектромагнитных распадах барионов: $B_1 \to B_2 + \gamma$, $B_1 \to B_2 + e^- + e^+$, где B_1, B_2 -барионы (или антибарионы) со спином 1/2.[x]

В настоящей работе получены выражения для измеримых величин в процессе $B_1 \to B_2 + e^- + e^+$, причем по спиновым состояниям электрона и позитрона просуммировано. Расчеты проведены в полюсном приближении, т.е. в предположении обмена одним фотоном между токами барионов и электронов. Отметим, что исследование процессов $B_1 \to B_2 + \gamma$, $B_1 \to B_2 + e^- + e^+$ представляет интерес и для проверки выводов, основанных на различных схемах симметрии [11-13]. Поскольку массой электрона не пренебрегалось, полученные формулы справедливы также для распадов с образованием пары μ-мезонов. Теорию распадов с образованием пары Далица рассматривали многие авторы [3,14-22], но спиновые корреляции с учетом несохранения четности не рассчитывались.

1. Обозначим через p, q, r, s 4-импульсы частиц B_1, B_2, e^-, e^+, а через m_1, m_2, μ - их массы. Тогда матричный элемент перехода можно записать в виде:

---

[x] До сих пор исследовался лишь процесс $\Sigma^+ \to p + \gamma$. Всего зарегистрировано около 30 событий. Относительная частота этих распадов $\approx (3-4) \cdot 10^{-3}$ [9,10]. Относительная частота распадов $\Sigma^+ \to p + e^- + e^+$ должна быть $\approx 2 \cdot 10^{-5}$.

$$e^2 (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p-q-r-s)\frac{J_\alpha j_\alpha}{k^2}\ ; \quad k = p-q = r+s,\ k^2 = \vec{k}^{\,2} - k_0^2\ ;$$

$$J_\alpha = \bar{u}(q)[F_1\gamma_\alpha + F_2\sigma_{\alpha\beta}k_\beta + iF_3 k_\alpha + \gamma_5(\tilde{F}_1\gamma_\alpha + \tilde{F}_2\sigma_{\alpha\beta}k_\beta + i\tilde{F}_3 k_\alpha)]u(p)\ ;$$

$$j_\alpha = \bar{u}(r)\gamma_\alpha v(s).$$

Здесь $\sigma_{\alpha\beta} = \dfrac{\gamma_\alpha\gamma_\beta - \gamma_\beta\gamma_\alpha}{2i}$, $\gamma_\alpha = \gamma_\alpha^+$, а формфакторы $F_i, \tilde{F}_i$ зависят лишь от k^2. Выражение для J_α – это общий вид матричного элемента для вершины $B_1 B_2 \gamma$, который можно написать используя лоренц-инвариантность и то, что $u(p)$, $u(q)$ удовлетворяют свободному уравнению Дирака. Учитывая требование градиентной инвариантности (сохранение тока), имеем $J_\alpha k_\alpha = 0$, т.е.

$$\bar{u}(q)[\Delta F_1 + k^2 F_3 + \gamma_5(M\tilde{F}_1 + k^2\tilde{F}_3)]u(p) = 0, \quad \Delta = m_1 - m_2,\ M = m_1 + m_2\ .$$

Так как такое же условие можно написать для импульсов

$$p' = (-\vec{p}, p_0),\ q' = (-\vec{q}, q_0) \ \text{ и }\ u(p') = \gamma_4 u(p),\ \bar{u}(q') = \bar{u}(q)\gamma_4\ ,$$

то

$$\bar{u}(q)[\Delta F_1 + k^2 F_3 - \gamma_5(M\tilde{F}_1 + k^2\tilde{F}_3)]u(p) = 0\ ;$$

$$F_1 = -\frac{k^2}{\Delta}F_3\ , \quad \tilde{F}_1 = -\frac{k^2}{M}\tilde{F}_3\ , \quad F_1(0) = \tilde{F}_1(0) = 0\ .$$

Таким образом, все результаты выражаются через 4 формфактора: $F_1, F_2, \tilde{F}_1, \tilde{F}_2$. Поскольку $j_\alpha k_\alpha = 0$, члены с $F_3, \tilde{F}_3$ выпадают. Отметим, что для вычислений J_α удобнее представить в виде

$$J_\alpha = \bar{u}(q)\{\gamma_\alpha(F_1 + MF_2) + i(p+q)_\alpha F_2 + ik_\alpha F_3 + \gamma_5[\gamma_\alpha(\tilde{F}_1 + \Delta\tilde{F}_2) + i(p+q)_\alpha\tilde{F}_2 + ik_\alpha\tilde{F}_3]\}u(p).$$

Результаты записываются проще, если ввести вместо F_1, $\tilde{F}_1$ их линейные комбинации G_1, H_1 (аналоги саксовских формфакторов):

$$G_1 = F_1 - \frac{k^2}{M}F\ , \quad G_2 = F_2 + \frac{F_1}{M}\ ;$$

$$H_1 = \tilde{F}_1 - \frac{k^2}{\Delta}\tilde{F}_2\ , \quad H_2 = \tilde{F}_2 + \frac{\tilde{F}_1}{\Delta}\ .$$

2. Состояния поляризации частиц B_1 и B_2 будем описывать 4-векторами (псевдовекторами) ζ и ξ [23] ($(\zeta p) = 0, (\xi q) = 0$) и используем для вычислений ковариантный формализм матрицы плотности (см. [24]). Ориентацию пары в пространстве можно характеризовать скрепленной с ней тройкой векторов $(\vec{\ell}, \vec{m}, \vec{n})$, которые пропорциональны соответственно векторам $\vec{k}$, $\vec{t} - \dfrac{(\vec{t}\vec{k})\vec{k}}{\vec{k}}$, $[\vec{k}\times\vec{t}]$, где $\vec{t} = \vec{r} - \vec{s}$. Действуя в духе четырехмерного описания, введем две тройки единичных 4-векторов, которые имеют следующий вид:

1-я: $\ell_1 = (\vec{\ell}, 0)$, $m = (\vec{m}, 0)$, $n = (\vec{n}, 0)$ в системе покоя B_1 ;

2-я: $\ell_2 = (\vec{\ell}, 0)$, $m = (\vec{m}, 0)$, $n = (\vec{n}, 0)$ в системе покоя B_2 ; или в записи через 4-векторы:

$$\ell_1 = \frac{1}{N_1}[k - \frac{(kp)p}{p^2}]\ , \quad \ell_2 = \frac{1}{N_2}[k - \frac{(kq)q}{q^2}]\ ,$$

$$m = \frac{1}{N_m}[k^2(tp)p - (tp)(pk)k + ((pk)^2 - p^2k^2)t],$$

$$n_\mu = \frac{(-i)}{N_n}\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}k_\nu t_\lambda p_\rho\ , \quad N_1 = \frac{\sqrt{R}}{2m_1}, \quad N_2 = \frac{\sqrt{R}}{2m_2}\ ,$$

$$N_m = \frac{R}{4}\sqrt{ax}\sqrt{1-z^2}\ , \qquad N_n = \frac{\sqrt{R\,ax}\ \sqrt{1-z^2}}{2}\ ,$$

$$x = -k^2\ , \quad R = (\Delta^2 - x)(M^2 - x)\ , \quad a = 1 - \frac{4\mu^2}{x}\ , \quad z = \frac{2(tp)}{\sqrt{Ra}}\ ,$$

$$t = r - s\ , \quad 4\mu^2 \le x \le \Delta^2\ , \quad -1 \le z \le 1\ .$$

Отметим, что z – это косинус угла между $\vec{t}$ и $\vec{p}$ в системе центра масс пары. $z \gtrless 0$ соответствует $\epsilon_+ \gtrless \epsilon_-$, где ϵ_+, ϵ_- – энергии позитрона и электрона, измеренные в системе покоя B_1 (либо в системе покоя B_2). Используя введенные переменные, элемент инвариантного фазового объема $d\Omega$ можно представить в виде:

$$d\Omega = \delta^{(4)}(p-q-r-s)\frac{d^3q}{2q_0}\frac{d^3r}{2r_0}\frac{d^3s}{2s_0} = \frac{\sqrt{Ra}}{64m_1^2}\,dx\,dz\,d\cos\theta\,d\phi\,d\Phi\ .$$

Здесь $d\cos\theta\,d\phi$ – элемент телесного угла, в который направлен вектор $\vec{k}$ в системе покоя B_1, а Φ – угол поворота плоскости пары ($0 \le \Phi < 2\pi$). Удобно принять, что $\cos\theta = \dfrac{(\zeta\ell_1)}{|\zeta|}$. Тогда от угла ϕ измеримые величины не зависят.

3. Приведем сначала результаты вычислений для перехода $B_1 \to B_2 + \gamma$, просуммировав по поляризационным состояниям фотона. Вероятность перехода имеет вид:

$$dw_\gamma = \frac{\Gamma}{2}(1 + a|\zeta|\cos\theta)\, d\cos\theta\,, \qquad a = \frac{2\,\mathrm{Re}\, GH^*}{|G|^2 + |H|^2}\,,$$

$$\Gamma = \frac{1}{2\cdot 137}\left(\frac{M\Delta}{m_1}\right)^3 (|G|^2 + |H|^2)\,, \quad G = G_2(0)\,, \quad H = H_2(0)\,. \tag{1}$$

Вектор поляризации частицы B_2 равен

$$\xi = -\frac{a + |\zeta|\cos\theta}{1 + a|\zeta|\cos\theta}\,\ell_1\,.$$

Здесь связь коэффициента асимметрии a с проекцией поляризации частицы B_2 на направление движения (при $\zeta = 0$) отличается знаком от известного соотношения для распада $B_1 \to B_2 + \pi$.

Вероятность перехода для распада с образованием пары можно записать в виде:

$$dw_e = \frac{1}{8\pi(137)^2 m_1^5}\sqrt{Ra}\; f\, d\Omega'\,, \qquad d\Omega' = \frac{dx}{x^2}\,\frac{dz\, d\cos\theta\, d\phi\, d\Phi}{16\pi^2}\,,$$

$$f = M^2(\Delta^2 - x)\{|G_2|^2[2x + 4\mu^2 - x(1 - z^2 a)] + |G_1|^2(1 - z^2 a)\} +$$

$$+ \Delta^2(M^2 - x)\{|H_2|^2[2x + 4\mu^2 - x(1 - z^2 a)] + |H_1|^2(1 - z^2 a)\} +$$

$$+ f_\ell(\zeta\ell_1) + f_m(\zeta m) + f_n(\zeta n)\,,$$

$$f_\ell = 2M\Delta\sqrt{R}\{\mathrm{Re}\, G_2 H_2^*[2x + 4\mu^2 - x(1 - z^2 a) - \mathrm{Re}\, G_1 H_1^*(1 - z^2 a)\}\,, \tag{2}$$

$$f_m = -2M\Delta\sqrt{R}\, a\sqrt{x}\, z\sqrt{1 - z^2}(\mathrm{Re}\, G_2 H_1^* + \mathrm{Re}\, G_1 H_2^*)\,,$$

$$f_n = 2a\sqrt{x}\, z\sqrt{1 - z^2}\,[M^2(\Delta^2 - x)\,\mathrm{Im}\, G_1 G_2^* + \Delta^2(M^2 - x)\,\mathrm{Im}\, H_1 H_2^*]\,,$$

$$(\zeta\ell_1) = |\zeta|\cos\theta\,, \quad (\zeta n) = |\zeta|\sin\theta\cos\Phi\,, \quad (\zeta m) = |\zeta|\sin\theta\sin\Phi\,.$$

4. Если положить $G_1 = G_1(0)$, $H_1 = H_1(0)$ и пренебречь величинами $\sim\frac{\Delta^2}{M^2}$ по сравнению с единицей, то из (1) и (2) нетрудно получить приближенную формулу для коэффициента конверсии K:

$$K = \frac{w_e}{w_\gamma} = \frac{1}{3\pi\cdot 137}\int_{4\mu^2}^{\Delta^2}\frac{dx}{x^2}(x + 2\mu^2)\sqrt{\left(1 - \frac{4\mu^2}{x}\right)}\left(1 - \frac{x}{\Delta^2}\right)\left(1 - \frac{x}{\Delta^2}\,\frac{1}{1 + y^2}\right),$$

$$y = \frac{|H|}{|G|}\,.$$

Значение K слабо зависит от y. Так, для распада $\Sigma^+ \to p\gamma$ $\frac{1}{120} \lesssim K \lesssim \frac{1}{140}$, а для $\Xi^- \to \Sigma^-\gamma$ $\frac{1}{140} \lesssim K \lesssim \frac{1}{160}$. Для определения y естественно использовать распределение конверсионных пар по переменной x, которое при $x \gg 4\mu^2$ удобно записать в виде:

$$\left(\frac{dw_e}{dx}\right)\frac{x}{\sqrt{1 - \frac{x}{\Delta^2}}} = \mathrm{const}\left(1 + y^2 - \frac{x}{\Delta^2}\right).$$

Такой способ анализа экспериментальных данных успешно использовался при определении относительной четности $\Sigma^0\Lambda$ /25/, однако его применимость сильно зависит от величины Δ. Действительно, изменением формфакторов можно пренебречь, если

$$\Delta^2\left[\frac{2\frac{dG_2}{dx}}{G} + \frac{2y^2\frac{dH_2}{dx}}{H} + \frac{1}{2|G|^2}\left(\left|\frac{dG_1}{dx}\right|^2 + \left|\frac{dH_1}{dx}\right|^2\right)\right] \ll 1\,.$$

По аналогии с формфакторами нуклонов для оценок естественно положить $\frac{1}{G}\frac{dG_2}{dx} = \frac{1}{6}\langle r^2\rangle$, $\frac{1}{G}\frac{dG_1}{dx} = \frac{M}{2}\cdot\frac{\langle r^2\rangle}{6}$ (и аналогично для H_i), где $\langle r^2\rangle \lesssim \left(\frac{1}{2m_\pi}\right)^2$, m_π – масса π-мезона. Тогда величина в квадратных скобках $\lesssim 0{,}2$ для процесса $\Xi^- \to \Sigma^-\gamma$ ($\Delta = 124$ Мэв) и $\lesssim 0{,}8$ для $\Sigma^+ \to p\gamma$ ($\Delta = 252$ Мэв) при $y = 1$, а для $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma\,(H_1 = H_2 = 0)$ эта величина $\lesssim 0{,}05$.

5. Рассмотрим теперь выражение для поляризации вторичной частицы. В силу условия $(\xi q) = 0$ вектор поляризации ξ удобно характеризовать его проекциями на векторы ℓ_2, m, n. Аналогично, вектор ζ будем характеризовать его проекциями на ℓ_1, m, n, поскольку $(\zeta p) = 0$. Тем самым мы получаем соответствие с обычным (трехмерным) способом описания, когда поляризация частицы задается в ее системе покоя. Записывая векторы ζ и ξ в виде столбцов, имеем:

$$\begin{pmatrix}(\xi\ell_2)\\(\xi m)\\(\xi n)\end{pmatrix} = \frac{1}{f}\begin{pmatrix}S_{\ell 0}\\S_{m0}\\S_{n0}\end{pmatrix} + \frac{1}{f}\begin{pmatrix}S_{\ell_2\ell_1} & S_{\ell_2 m} & S_{\ell_2 n}\\ S_{m\ell_1} & S_{mm} & S_{mn}\\ S_{n\ell_1} & S_{nm} & S_{nn}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}(\zeta\ell_1)\\(\zeta m)\\(\zeta n)\end{pmatrix}. \tag{3}$$

Для коэффициентов корреляции S_{ik} получаются следующие выражения:

$$S_{\ell 0} = -2M\Delta\sqrt{R}\,\{\mathrm{Re}\, G_2 H_2^*[2x + 4\mu - x(1 - z^2 a)] + \mathrm{Re}\, G_1 H_1^*(1 - z^2 a)\}\,,$$

$$S_{m0} = 2M\Delta\sqrt{R}\, a\sqrt{x}\, z\sqrt{1 - z^2}\,(\mathrm{Re}\, G_2 H_1^* - \mathrm{Re}\, G_1 H_2^*)\,, \tag{4}$$

$$S_{n0} = 2a\sqrt{x}\, z\sqrt{1 - z^2}\,[M^2(\Delta^2 - x)\,\mathrm{Im}\, G_1 G_2^* - \Delta^2(M^2 - x)\,\mathrm{Im}\, H_1 H_2^*]\,,$$

$$S_{\ell_2\ell_1} = -M^2(\Delta^2 - x)\{|G_2|^2[2x + 4\mu^2 - x(1 - z^2 a)] - |G_1|^2(1 - z^2 a)\} -$$
$$-\Delta^2(M^2 - x)\{|H_2|^2[2x + 4\mu^2 - x(1 - z^2 a)] - |H_1|^2(1 - z^2 a)\},$$

$$S_{mm} = M^2(\Delta^2 - x)[|G_2|^2 ax(1 - z^2) + |G_1|^2(1 - z^2 a)] -$$
$$-\Delta^2(M^2 - x)[|H_2|^2 ax(1 - z^2) + |H_1|^2(1 - z^2 a)],$$

$$S_{nn} = -M^2(\Delta^2 - x)[|G_2|^2 ax(1 - z^2) - |G_1|^2(1 - z^2 a)] +$$
$$+\Delta^2(M^2 - x)[|H_2|^2 ax(1 - z^2) - |H_1|^2(1 - z^2 a)], \qquad (5)$$

$$S_{m\ell_1} = 2a\sqrt{x}\,z\sqrt{1 - z^2}\,[-M^2(\Delta^2 - x)\,\mathrm{Re}\,G_1G_2^* + \Delta^2(M^2 - x)\,\mathrm{Re}\,H_1H_2^*],$$

$$S_{\ell_2 m} = 2a\sqrt{x}\,z\sqrt{1 - z^2}\,[M^2(\Delta^2 - x)\,\mathrm{Re}\,G_1G_2^* + \Delta^2(M^2 - x)\,\mathrm{Re}\,H_1H_2^*],$$

$$S_{\ell_2 n} = 2M\Delta\sqrt{R}\,a\sqrt{x}\,z\sqrt{1 - z^2}\,(\mathrm{Im}\,G_2H_1^* - \mathrm{Im}\,G_1H_2^*),$$

$$S_{n\ell_1} = 2M\Delta\sqrt{R}\,a\sqrt{x}\,z\sqrt{1 - z^2}\,(\mathrm{Im}\,G_2H_1^* + \mathrm{Im}\,G_1H_2^*),$$

$$S_{mn} = -2M\Delta\sqrt{R}\,[\mathrm{Im}\,G_2H_2^*\,ax(1 - z^2) - \mathrm{Im}\,G_1H_1^*(1 - z^2 a)],$$

$$S_{nm} = -2M\Delta\sqrt{R}\,[\mathrm{Im}\,G_2H_2^*\,ax(1 - z^2) + \mathrm{Im}\,G_1H_1^*(1 - z^2 a)]. \qquad (6)$$

Могут потребоваться выражения, усредненные по некоторой области значений x, z. Если обозначить усредненные коэффициенты $\frac{S_{ik}}{f}$ через $\langle S_{ik}\rangle$, то

$$\langle S_{ik}\rangle = \frac{\int S_{ik}\frac{dx\,dz}{x^2}}{\int f\,\frac{dx\,dz}{x^2}}. \qquad (7)$$

6. Полученные формулы применимы и для распада $\Sigma^0 \to \Lambda e^- e^+$, идущего с сохранением четности. В этом случае $H_1 = H_2 = 0$. Используя условие унитарности для матрицы перехода T

$$-i(T_{ba} - T^+_{ba}) = \Sigma\, T^+_{bc}T_{ca} \qquad (8)$$

и требуя инвариантности относительно обращения времени, можно показать, что формфакторы для распада $\Sigma^0 \to \Lambda\gamma\,(\Lambda e^- e^+)$ должны быть действительными, если не учитывать рассеяния $\Lambda\gamma \to \Lambda\gamma$ в конечном состоянии. В случае же слабоэлектромагнитных рас-

падов (типа $\Sigma^+ \to p\gamma$ правая часть (8) того же порядка, что и левая (ибо процесс можно рассматривать как идущий в две стадии: $\Sigma^+ \to n\pi^+, p\pi^0 \to p\gamma$), и формфакторы существенно комплексны[x/] – см.[/26/]. Поэтому для слабоэлектромагнитных распадов нет таких сравнительно простых способов проверки $CP(T)$ –инвариантности, как это было предложено в[/3/] для перехода $\Sigma^0 \to \Lambda e^- e^+$, и нужно сравнивать процессы с частицами и античастицами.

В нашем случае, когда по спиновым переменным электрона и позитрона проводится суммирование, используя CP – инвариантность, можно показать, что для получения формул с участием античастиц из формул (1-6) для частиц нужно заменить

$$G_{1,2} \to -G_{1,2}, \quad z \to -z, \quad H_{1,2} \to H_{1,2}. \qquad (9)$$

Таким образом, CP –инвариантность ведет к ряду следствий, которые могут быть проверены экспериментально:

а) равенство вероятностей распада по соответствующим каналам:

$$w(B_1 \to B_2 + \gamma) = w(\bar{B}_1 \to \bar{B}_2 + \gamma),$$
$$w(B_1 \to B_2 e^- e^+) = w(\bar{B}_1 \to \bar{B}_2 e^- e^+);$$

б) тождественность распределений конверсионных пар по эффективной массе пары для неполяризованных частиц ($\zeta = 0$);

в) равенство коэффициентов асимметрии по величине и противоположность по знаку ($\bar{a} = -a$);

г) наличие определенных связей между коэффициентами S_{ik}, которые легко усматриваются из формул (4-6) и правил (9).

7. В заключение сделаем несколько замечаний о распаде $\Sigma^0 \to \Lambda e^- e^+$.

а) Пусть Σ^0 неполяризована и измеряется нормальная к плоскости пары компонента поляризации (ξ_n). Согласно (3), (4) и (7), усредняя по $z \geq 0$ и сохраняя только главные члены, получаем при $x_{min} \gg 4\mu^2$:

$$\langle(\xi_n)\rangle = \tfrac{1}{2}\,\frac{\int_{x_{min}}^{\Delta^2}\frac{dx}{x\sqrt{x}}\left(1 - \frac{x}{\Delta^2}\right)\mathrm{Im}\,G_1G_2^*}{\int_{x_{min}}^{\Delta^2}\frac{dx}{x}\left(1 - \frac{x}{\Delta^2}\right)|G_2|^2}.$$

Используя оценку для формфакторов из пункта 4, получаем, что при $\sqrt{x_{min}} = 10$ Мэв $\langle(\xi_n)\rangle \lesssim 0{,}03$. Отметим, что полученное недавно[/27/] экспериментальное значение для

x/ Автор благодарен В.И. Захарову и И.Ю. Кобзареву, которые указали ему на это важное обстоятельство.

величины $|\Delta \cdot \frac{dG_1}{dx} / G_2(0)|$, равное 2,7, находится в противоречии с этой оценкой, которая дает $\lesssim 0,2$. Наблюденный эффект, однако, не выходит за пределы двух стандартных отклонений.

б) Измерение коэффициента корреляции S_{mm} (см. (5)) позволило бы определить относительную четность $\Sigma^0\Lambda$ без предположений относительно поведения формфакторов.

Отметим, что подробные данные о поведении формфакторов в процессе $\Sigma \to \Lambda e^- e^+$ представляют интерес для проверки соотношений, вытекающих из унитарных симметрий и модели кварков (см., например,[28]).

Автор глубоко благодарен Б.А. Арбузову, В.И. Захарову, И.Ю. Кобзареву, М.А.Маркову, В.И. Огиевецкому, И.В. Полубаринову и А.Т. Филиппову за полезные замечания и обсуждения.

Литература

1. J. H. Christenson et al.. Phys. Rev. Lett., **13**, 138 (1964).
2. J. Prentki. Report at the Oxford Conference on Elementary Particles.
3. I. Bernstein, G. Feinberg, T.D. Lee. Phys. Rev., **139**, B1650 (1965).
4. L. Price and F. Crawford. Phys. Rev. Lett., **15**, 123 (1965).
5. D. Bartlett et al. Phys. Rev. Lett., **16**, 282 (1966).
6. F.Salzman, G. Salzman. Phys. Lett., **15**, 91 (1965).
7. B.A. Arbuzov, A.T. Filippov. Phys. Lett., **20**, 537 (1966).
8. B.A. Arbuzov, A.T. Filippov. Preprint, E-2614, Dubna, 1966.
9. M. Bazin et al. Phys. Rev. Lett., **14**, 154 (1965).
10. G. Quareni et al. Nuovo Cim., **40**, 928 (1965).
11. Y. Hara. Phys. Rev. Lett., **12**, 378 (1964).
12. С.Г. Матинян. ЯФ, **2**, 151 (1965).
13. A. Ademollo, F. Buccella and R. Gatto. Nuovo Cim., **40**, 314 (1965).
14. G. Feinberg. Phys. Rev., **109**, 1019 (L) (1958).
15. G. Feldman, T. Fulton. Nucl. Phys., **8**, 106 (1958).
16. Б. Валуев, Б. Гешкенбейн. ЖЭТФ, **39**, 1046 (1960).
17. G. Snow, J. Sucher. Nuovo Cim., **18**, 195 (1960).
18. N. Byers, H. Burkhardt. Phys. Rev., **121**, 281 (1961).
19. L. Michel, H. Rouhaninejad. Phys. Rev., **122**, 242 (1961).
20. И.В. Лягин, Э.Х. Гинзбург. ЖЭТФ, **41**, 914 (1961).
21. L.E. Evans. Nuovo Cim., **25**, 580 (1962).
22. N. Christ and T.D. Lee. Preprint Columbia University.
23. L. Michel, A.S. Wightman. Phys. Rev., **98**, 1190 (1955).

24. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, Москва, 1959.
25. H. Courant et al. Phys. Rev. Lett., **10**, 409 (1963).
26. R.E. Behrends. Phys. Rev., **111**, 1691 (1958).
27. R.G. Glasser et al. University of Maryland Tech. Report No. 551, 1966.
28. С.Б. Герасимов. Препринт ОИЯИ, Р-2509, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июля 1966 г.