

h_A здесь то же, что и в (4), так как полюсная диаграмма не дает вклада в член с $\delta_{\mu\nu}$.
Сравнивая (П.5) с (П.4), убеждаемся, что

$$h_A(\mu^2) = -f_\pi.$$

Литература

- [1] В. Г. Вакс, Б. Л. Иоффе. ЖЭТФ, 35, 221, 1958.
- [2] S. A. Bludman, J. A. Joung. Phys. Rev., 118, 602, 1960.
- [3] D. E. Neville. Phys. Rev., 124, 2037, 1961.
- [4] V. F. Müller. Zs. Phys., 172, 224, 1963.
- [5] V. F. Müller. Zs. Phys., 173, 438, 1963.
- [6] F. E. Low. Phys. Rev., 110, 974, 1958.
- [7] S. L. Adler, J. Dothan. Phys. Rev., 151, 1267, 1966.
- [8] В. Березинский. Препринт № 89, ФИАН, 1967.
- [9] Fayyazuddin, Riazuddin. Phys. Rev. Lett., 18, 715, 1967.
- [10] P. Derozier, J. Heintze, C. Rubbia, V. Soergel. Phys. Lett., 7, 285, 1963.
- [11] F. E. Low. Phys. Rev., 96, 1428, 1954.
- [12] L. Evans, G. Feldman, P. T. Matthews. Ann. of Phys., 13, 268, 1961.
- [13] J. Schwinger. Phys. Rev. Lett., 3, 296, 1959.
- [14] T. D. Lee, S. Weinberg, B. Zumino. Phys. Rev. Lett., 18, 1029, 1967.
- [15] M. Tonin. Nuovo Cim., 47, 1239, 1967.
- [16] A. Donnachi, G. Show. Ann. Phys. (N. Y.), 37, 333, 1966.
- [17] B. Lautrup, P. Olesen. Phys. Lett., 22, 342, 1966.
- [18] M. M. Block, H. Burmeister, D. C. Cundy et al. Proc. of XII Inter. Conf. on High Energy Physics, Dubna, 1967.
- [19] A. W. Martin, K. C. Wali. Phys. Rev., 130, 2455, 1963.
- [20] T. Das, V. S. Mathura, S. Okubo. Phys. Rev. Lett., 19, 859, 1967.
- [21] А. И. Вайнштейн. Письма ЖЭТФ, 6, 815, 1967.
- [22] C. W. Akerlof, W. W. Ash, R. Berkleman, C. A. Lichtenstein. Phys. Rev. Lett., 16, 528, 1966.
- [23] M. E. Nordberg, K. F. Kinsey. Phys. Lett., 20, 692, 1966.
- [24] G. B. West. Phys. Rev., 162, 1677, 1967.
- [25] E. H. Auerbach, D. M. Fleming, M. M. Sternheim. Phys. Rev., 162, 1685, 1967.
- [26] A. Salam. Phys. Rev., 82, 217, 1951; 84, 426, 1951.

FORMFACTOR, SCHWINGER AND QUASILocal TERMS IN THE AXIAL PART OF $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ DECAY

V. BEREZINSKY

A relation between the formfactors of the axial parts of the decays $\pi \rightarrow e\nu\gamma$, $\pi \rightarrow e\nu$ and the pion electromagnetic on-shell and off-shell formfactor has been found. The quasilocal term is calculated and the compensation of the Schwinger terms and divergence of quasilocal terms is shown that allows one to find the Schwinger terms which appeared to be an operator with $\Delta T = 1$. The dependence of the axial formfactor on the momentum transfer squared is found assuming the octet dominance and the $\pi - A_1$ dominance (the pole dependence). The results are compared with the experimental data.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ T -НЕЧЕТНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В РАСПАДЕ $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e\bar{\nu}$ И РАДИАЦИОННЫЙ β -РАСПАД БАРИОНОВ

И. Б. ХРИПЛОВИЧ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 28 августа 1967 г.)

Вычислены электромагнитные T -нечетные корреляции в распаде $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e\bar{\nu}$. Они обусловлены исчезающей мнимой частью диаграмм 3, 4 и 5, последняя из которых соответствует распаду $\Xi^- \rightarrow \Lambda e\bar{\nu}$ с последующим переходом $\Lambda\gamma \rightarrow \Sigma^0$. Измерение этих корреляций позволило бы определить магнитный момент $\Sigma^0\Lambda$ -перехода и магнитный момент Σ^0 -гиперона. Однако для этого потребовалось бы наблюдение $\sim 10^9$ случаев распада $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e\bar{\nu}$. В статье вычислена также вероятность радиационного β -распада бариона — процесса типа $\Xi^- \rightarrow \Lambda e\bar{\nu}\gamma$.

1. Введение

Как известно, T -нечетные корреляции в лептонных распадах адронов могут возникать без нарушения CP -инвариантности за счет электромагнитного взаимодействия между электроном (или мюоном) и адроном в конечном состоянии [1-4]. Корреляции такого рода обусловлены интерференцией диаграммы на рис. 1 с мнимой частью диаграммы на рис. 2. Их расчет

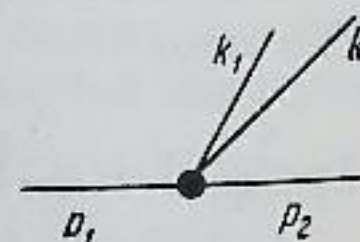


Рис. 1

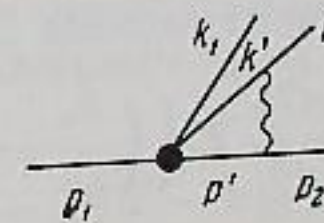


Рис. 2

интересен не только потому, что они служат маскирующим фоном при поисках эффектов нарушения CP -инвариантности. Точное измерение электромагнитных T -нечетных корреляций в принципе позволило бы получить ценную информацию о свойствах адронов, таких, как электромагнитный радиус π -мезона, магнитные моменты гиперонов, слабый магнетизм и слабый диполь в распадах $\Lambda \rightarrow p e\bar{\nu}$ и $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+ e\bar{\nu}$, магнитный момент перехода $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ [2-4].

Ниже будут вычислены T -нечетные корреляции в распаде $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e\bar{\nu}$. Здесь исчезающей мнимой частью обладают диаграммы рис. 3 и 4, в которых промежуточными барионами являются соответственно Σ^0 - и Λ -гиперон. Однако наряду с ними, вклад в T -нечетные корреляции будет давать и диаграмма рис. 5, описывающая радиационный распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda e\bar{\nu}\gamma$ с последующим переходом $\Lambda\gamma \rightarrow \Sigma^0$. Необходимость учета этой диаграммы является характерной особенностью T -нечетных корреляций в распаде $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e\bar{\nu}$ по сравнению с процессами, исследованными в [2, 4]. В статье получен матричный элемент радиационного β -распада бариона, который используется

затем для нахождения вероятности такого процесса и для вычисления T -нечетных корреляций в распаде $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$.

Все расчеты производятся в системе покоя распадающегося бариона, причем считается, что скорость родившегося бариона $v_b \ll 1$.

2. Радиационный β -распад бариона

Рассмотрим процесс $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu} \gamma$ при произвольном соотношении между энергиями родившихся электрона и фотона ε и ω . Обе эти величины будут считаться намного меньшими как массы барионов M (что, естественно, согласуется с условием $v_b \ll 1$), так и характерных импульсов Λ_i , на которых заметно меняются формфакторы слабой вершины.

Если ограничиться членами $\sim 1/\omega$, то процесс с испусканием γ -кванта описывается известным выражением для матричного элемента реакции,

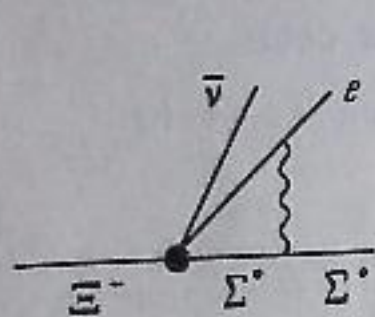


Рис. 3

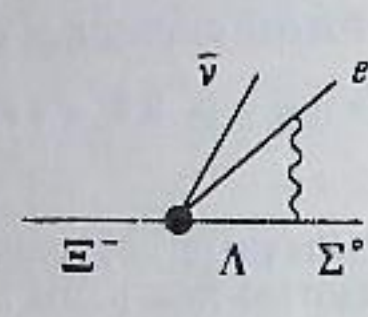


Рис. 4

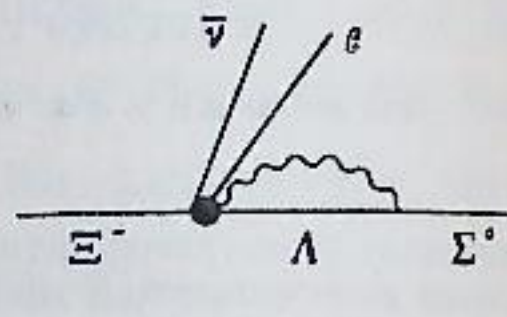


Рис. 5

идущей с испусканием инфракрасного фотона [5]. Лоу [6] показал, как можно найти члены нулевого порядка по ω в амплитуде. Для нашего случая слагаемые такого рода, соответствующие излучению γ -кванта из барионной линии или непосредственно из слабой вершины, содержат по сравнению с инфракрасным матричным элементом малые множители ω/M или ω/Λ_i и могут быть поэтому опущены. Единственное слагаемое нулевого порядка по ω , которое следует учесть, это не инфракрасная часть диаграммы, описывающей испускание γ -кванта электроном; эта величина содержит по сравнению с инфракрасным матричным элементом множитель $\omega/\varepsilon \sim 1$. Да и физически ясно, что в обсуждаемом распаде доминирует сопровождающее излучение легкой частицы. Тогда в используемом приближении матричный элемент распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu} \gamma$ запишется в виде

$$M_\nu = -\frac{eG_V}{\sqrt{2}} J_\mu \left\{ \left(\frac{k_\nu}{kq} - \frac{p_{1\nu}}{p_1q} \right) j_\mu + \frac{1}{2qk} \bar{v}(k) \gamma_\nu \hat{q} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(k_1) \right\}. \quad (1)$$

Адронный ток J_μ в нерелятивистском приближении имеет компоненты

$$J_0 = \varphi_2^+ \varphi_1, \quad J_m = -g \varphi_2^+ \sigma_m \varphi_1. \quad (2)$$

Лептонный ток

$$j_\mu = \bar{v}(k) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) v(k_1). \quad (3)$$

Здесь φ_1 и φ_2 — нерелятивистские двухкомпонентные спиноры, описывающие Ξ^- - и Λ -гипероны, $v(k)$ и $v(k_1)$ — волновые функции электрона и антинейтрино, p_1 и q — импульсы Ξ^- -гиперона и фотона, $g = G_A/G_V$, G_V (G_A) — векторная (аксиальная) константа распада.

Используя (1) — (3), находим следующее выражение для дифференциальной по энергии электрона вероятности радиационного β -распада:

$$dW_\gamma = \alpha G_V^2 \frac{1 + 3g^2}{\pi^4} \left\{ \varepsilon^2 \left[\ln \frac{(1+v)\varepsilon}{m} - v \right] \times \right. \\ \left. \times \left[(\Delta - \varepsilon)^2 \left(\ln \frac{\Delta - \varepsilon}{\omega_0} - \frac{3}{2} \right) + 2\omega_0(\Delta - \varepsilon) - \frac{1}{2} \omega_0^2 + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{1}{3\varepsilon} (\Delta - \varepsilon - \omega_0)^3 \right] + \ln \frac{(1+v)\varepsilon}{m} \left[\frac{1}{24} (\Delta - \varepsilon)^4 - \right. \\ \left. - \omega_0^2 \left(\frac{1}{4} (\Delta - \varepsilon)^2 - \frac{1}{3} \omega_0 (\Delta - \varepsilon) + \frac{1}{8} \omega_0^2 \right) \right] \} d\varepsilon. \quad (4)$$

Здесь Δ — разность масс начального и конечного барионов, ω_0 — минимальная регистрируемая частота γ -кванта, v — скорость электрона.

Нетрудно убедиться в том, что радиационный β -распад описывается формулой (4) и в том случае, когда заряженным является конечный, а не начальный барион. Поскольку, кроме того, в (4) заряженный лептон не предполагается ультрарелятивистским, то это выражение описывает все радиационные β -распады барионов, в том числе мюонные распады и распад нейтрона.

Вычислим теперь полную вероятность W_γ , считая электрон ультрарелятивистским и учитывая ω_0 лишь под знаком логарифма. В этом случае

$$W_\gamma = W \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{\Delta}{m} \ln \frac{\Delta}{\omega_0} - 2 \ln \frac{\Delta}{m} - 4,1 \ln \frac{\Delta}{\omega_0} + 1,9 \right). \quad (5)$$

Через W здесь обозначена вероятность обычного β -распада с рождением ультрарелятивистского электрона

$$W = \frac{G_V^2 \Delta^5}{60\pi^3} (1 + 3g^2). \quad (6)$$

В предельном случае $\ln(\Delta/m) \gg 1$, $\ln(\Delta/\omega_0) \gg 1$ формула (5) переходит в известный результат дважды логарифмического приближения. Следует лишь учесть, что в радиационном β -распаде излучает, по существу, лишь одна частица, этим объясняется коэффициент $2\alpha/\pi$, вместо обычного $4\alpha/\pi$.

3. T -нечетные корреляции в распаде $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$

Общее выражение для мнимой части матричного элемента β -распада бариона, обусловленной электромагнитным взаимодействием в конечном состоянии, приводится в работе [4]. Учитывая нерелятивизм барионов и пренебрегая массой электрона, мнимую часть диаграмм 3 и 4 можно представить в виде

$$\text{Im } M_{3,4} = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\mu}{2M} i \varepsilon_{lmn} \int \frac{d\rho'}{(k' - k)^2} (k' - k)_l \times \\ \times \{ \varphi_2^+ \sigma_m \varphi_1 \bar{v}(k) \gamma_n \hat{k}' \gamma_4 (1 + \gamma_5) v(k_1) + \\ + g \varphi_2^+ \sigma_m \sigma_s \varphi_1 \bar{v}(k) \gamma_n \hat{k}' \gamma_s (1 + \gamma_5) v(k_1) \}, \quad (7)$$

где

$$d\rho' = \frac{d\mathbf{k}'}{2k'_4} d\rho' \delta^4(k' + p' - k - p_2). \quad (8)$$

k' , p' — импульсы промежуточных лептона и бариона, p_2 — импульс родившегося Σ^0 -гиперона, для диаграммы рис. 3 $\mu = \mu_{\Sigma^0}$, а $g = g' = G_A/G_V$ для распада $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$.

Выражение (7) преобразуется к виду [4]

$$\text{Im } M = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha \varepsilon}{8M} \varphi_2^+ \sigma_m \varphi_1 (a j_m + b l_m j_\lambda), \quad (9)$$

где l — единичный вектор, направленный вдоль импульса электрона.

Вклад диаграммы 3 в константы a и b равен

$$a_3 = \mu_{\Sigma^0} (1 - g) (3 + 8g),$$

$$b_3 = -\mu_{\Sigma^0} (1 - g),$$

а диаграммы 4

$$a_4 = r \mu_{\Sigma^0 \Lambda} [2 + 2g' + \rho (1 + 3g') - 4(1 + \rho) g g'],$$

$$b_4 = -r \mu_{\Sigma^0 \Lambda} (1 - g') (2 - \rho).$$

Здесь $\rho = (\varepsilon + \delta) / \varepsilon$ — отношение энергий электрона в промежуточном конечном состояниях, δ — разность масс Σ^0 - и Λ -гиперонов, $r = G'_V / G_V$ — отношение векторных констант в распадах $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \nu$ и $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \nu$. Детали аналогичных вычислений подробно обсуждаются в [4].

Формула (10) совпадает, очевидно, с соотношением (12) работы [4] для распада $\Sigma^- \rightarrow n e \nu$ и для вклада промежуточного состояния с Λ -гипероном в распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \nu$, а формула (11) аналогична соотношению (14) работы [4] для вклада состояния с Σ^0 -гипероном в распад $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \nu$. В последнем случае следует, однако, иметь в виду, что обозначения r , g и g' в [4] и в настоящей работе относятся к разным физическим величинам.

Мнимую часть диаграммы 5 запишем, используя (1), в виде

$$\text{Im } M_5 = -\frac{G'_V}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{\mu_{\Sigma^0 \Lambda}}{2M} i \epsilon_{lmn} \int \frac{d\rho''}{kq} q_l \times$$

$$\times \{ \varphi_2^+ \sigma_m \varphi_1 \bar{v}(k) \gamma_n \hat{q} \gamma_4 (1 + \gamma_5) v(k_1) +$$

$$+ g' \varphi_2^+ \sigma_m \sigma_s \varphi_1 \bar{v}(k) \gamma_n \hat{q} \gamma_s (1 + \gamma_5) v(k_1) \}$$

где

$$d\rho'' = \frac{dq}{2q_4} dp' \delta^4(p' + q - p_2).$$

В (12) опущен вклад первого, инфракрасного слагаемого матричного элемента (1), которое, очевидно, не может приводить к появлению T -нечетных корреляций, так как мягкие кванты не влияют на ориентацию спина. То что этот вклад в $\text{Im } M_5$ равен нулю, нетрудно проверить и непосредственным вычислением.

Выражение (12) также преобразуется к виду (9), причем

$$a_5 = -r \mu_{\Sigma^0 \Lambda} (\delta / \varepsilon)^2 (1 + 3g' - 4gg'),$$

$$b_5 = -r \mu_{\Sigma^0 \Lambda} (\delta / \varepsilon)^2 (1 - g').$$

Заметим, что в нашем приближении диаграммы 4 и 5 топологически тождественны. Отличие состоит лишь в том, что в мнимой части диаграммы 4 на массовой поверхности находятся электрон и Λ -гиперон, а виртуальный γ -квант описывает взаимодействие в конечном состоянии и обладает пространственноподобным импульсом. В мнимой же части диаграммы рис. 5 фотон лежит на массовой поверхности, наряду с Λ -гипероном. Так как родившийся Σ^0 -гиперон немедленно распадается на Λ -гиперон и γ -квант сам по себе не регистрируется, то вклад в T -нечетные корреляции от диаграммы 5 можно интерпретировать как результат резонансного взаимодействия в конечном состоянии между фотоном и Λ -частицей, родившимися в реакции $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \nu$.

Дифференциальную вероятность распада $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \nu$ запишем в виде [4]

$$dW = G_V^2 (W_e + W_o) d\rho,$$

$$d\rho = \frac{2dk dk_1 \delta(\Delta - \varepsilon - \varepsilon_1)}{(2\pi)^5} \quad (16)$$

— энергия нейтрино). Под dW мы понимаем здесь вероятность, уже просуммированную по поляризациям конечного электрона. Поэтому выражение (16) отличается множителем 2 от формулы (3) работы [4]. T -четное слагаемое в (15) W_e равно [4]

$$W_e = 1 + 3g^2 + (1 - g^2) [(vn) + (\xi_1 \xi_2) + (vn) (\xi_1 \xi_2)] +$$

$$+ 2g(1 + g) [(n \xi_1) + (v \xi_2) + (n \xi_1) (v \xi_2)] + 2g(1 - g) [(v \xi_1) +$$

$$+ (n \xi_2) - (v \xi_1) (n \xi_2)]. \quad (17)$$

Здесь \mathbf{n} — единичный вектор, направленный вдоль импульса нейтрино, ξ_1 и ξ_2 — поляризации Ξ^- - и Σ^0 -гиперонов. Используя (9), получаем следующее выражение [4] для W_o — T -нечетного слагаемого в выражении (15):

$$W_o = -\frac{\alpha \varepsilon}{4M} \{ (a + b + b \ln) l [\xi_1 \xi_2] + a n [\xi_1 \xi_2] +$$

$$+ (a + bg - bgl \xi_1) \xi_2 [\ln] + (a - bg - bgl \xi_2) \xi_1 [\ln] \}. \quad (18)$$

В нашем случае

$$a = a_3 + a_4 + a_5, \quad b = b_3 + b_4 + b_5. \quad (19)$$

Перейдем к количественной оценке возникающих T -нечетных корреляций. Заметим, что вклады различных диаграмм в T -нечетные корреляции по-разному зависят от энергии электрона. Для диаграммы 3 этот вклад пропорционален ε , для диаграммы 4 пропорционален $(\varepsilon + \delta)$, а для диаграммы 5 $\sim \delta^2 / \varepsilon$. Таким образом, вклад диаграммы 5 в T -нечетные корреляции тем больше, чем больше энергии уносит промежуточный фотон в этой диаграмме; на краю же спектра при $\varepsilon \sim m$ этот вклад вообще anomalously велик. К сожалению, в этой области спектра $d\rho / d\varepsilon \sim \varepsilon^2$, так что дифференциальная вероятность процесса все равно мала и искать T -нечетные корреляции именно здесь, конечно, нецелесообразно.

В рамках SU_3 -симметрии

$$\mu_{\Sigma^0} = -1/2 \mu_n \approx 1, \quad \mu_{\Sigma^0 \Lambda} = -(\sqrt{3}/2) \mu_n \approx 1,7,$$

$g = 1,18$, $g' \approx 0,2$ (в предположении, что для барионного тока $D/F = 1,7$), $r = \sqrt{3}$.

В центральной части спектра при $\varepsilon \sim \delta$ вклады диаграмм 3 и 4 в коэффициенты при всех корреляциях в (18) оказываются порядка $0,04 \alpha$ и $-0,25 \alpha$, что приводит к параметрам асимметрии $\sim 0,01 \alpha$ и $\sim -0,05 \alpha$ ($1 + 3g^2 \approx 5,2$). Вклад диаграммы 5 в различные коэффициенты меняется от $-0,02 \alpha$ для корреляции $\xi_1 [\ln]$ (измерить которую, по-видимому, относительно проще, чем остальные) до $+0,07 \alpha$ для корреляции $\xi_2 [\ln]$, а соответствующие параметры асимметрии — от $\sim -0,004 \alpha$ до $\sim +0,01 \alpha$.

Таким образом, электромагнитные параметры асимметрии оказываются малыми. Эта малость связана не только с электромагнитной константой связи α , но и с тем, что эффект обусловлен взаимодействием электромагнитного поля с величинами типа магнитного момента бариона, а это приводит к дополнительной малости ε / M в параметрах асимметрии. Для измерения электромагнитных корреляций потребовалось бы наблюдение $\sim 10^9$ случаев распада $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \nu$. Однако такой эксперимент позволил бы определить не только магнитный момент $\Sigma^0 \Lambda$ -перехода (здесь, вероятно, более реальным является опыт по измерению перехода Λ в Σ^0 в кулоновом поле ядра [7]), но и магнитный момент Σ^0 -гиперона. Другой способ определения этой величины по распаду $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma \gamma$ был предложен Окунем и Рудиком [8].

В заключение приношу глубокую благодарность Л. Б. Окуню за стимулирующие дискуссии, вследствие которых появилась идея этой статьи, а также А. И. Вайнштейну и В. В. Соколову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] N. Bayers, S. W. MacDowell, C. N. Yang. High Energy Physics and Elementary Particles, IAEA, Vienna, 1965, p. 953.
- [2] I. B. Khriplovich, L. B. Okun. Phys. Lett., 24B, 672, 1967; 26B, 340, 1968.
- [3] Л. Б. Окунь, И. Б. Хриплович. ЯФ, 6, 821, 1967.
- [4] Л. Б. Окунь, И. Б. Хриплович. ЯФ, 6, 1265, 1967.
- [5] А. И. Ахнезер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика, Физматгиз, 1959.
- [6] F. E. Low. Phys. Rev., 110, 974, 1958.
- [7] I. Ya. Pomeranchuk, I. M. Shmushkevich. Nucl. Phys., 23, 452, 1961.
- [8] Л. Б. Окунь, А. П. Рудик. ЖЭТФ, 39, 378, 1960.

ELECTROMAGNETIC T -ODD CORRELATIONS IN THE DECAY $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ AND RADIATIVE β DECAY OF BARYONS

I. B. KHRIPLOVICH

Electromagnetic T -odd correlations in the decay $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ are calculated. These correlations are due to the nonvanishing imaginary part from the graphs 3, 4, and 5, the last one corresponding to the decay $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu}$ with the subsequent transition $\Lambda \gamma \rightarrow \Sigma^0$. With these correlations measured one will be able to determine the $\Sigma^0 \Lambda$ -transition magnetic moment and the magnetic moment of Σ^0 hyperon. However, for this purpose, one needs to observe about 10^9 events of the $\Xi^- \rightarrow \Sigma^0 e \bar{\nu}$ decay. Probability of the radiative baryon β decay, like $\Xi^- \rightarrow \Lambda e \bar{\nu} \gamma$, is also calculated.

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОМЕЖУТОЧНОГО W -БОЗОНА

А. А. БЕЛАВИН

ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ ГИИАНЭ

(Поступила в редакцию 27 октября 1967 г.)

Рассмотрен общий вид электромагнитной вершины W -бозона без предположения о C -, P - и T -инвариантности. Обсуждается возможный вклад слабых взаимодействий в электромагнитную структуру W -бозона. Найдены выражения для C -, P - и T -нечетных корреляций в процессе $e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^-$.

В этой заметке рассмотрены электромагнитные свойства промежуточного W -бозона [1, 2] и сильновзаимодействующих векторных частиц, обусловленные возможным нарушением C -, P - и T -инвариантности. Найдены эффекты, к которым приводит нарушение C , P и T , в реакции рождения пары W -бозонов во встречных электрон-позитронных пучках.

Если C -, P - и T -инвариантность нарушается, то электромагнитная вершина W -бозона содержит, как показано в работе [3], семь формфакторов имеет следующий вид:

$$V_\mu = G_1 p_\mu (\varphi_1^* \varphi_2) + G_2 [(q \varphi_1^*) \varphi_{2\mu} - (q \varphi_2) \varphi_{1\mu}^*] + G_3 M^{-2} [(q \varphi_1^*) (q \varphi_2) - \frac{q^2}{2} (\varphi_1^* \varphi_2)] p_\mu + i F_1 M^{-2} [q_\mu \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma q_\delta - q^2 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma] + i F_2 M^{-2} \{ q^2 [(q \varphi_2) \varphi_{1\mu}^* + (q \varphi_1^*) \varphi_{2\mu}] - 2 q_\mu (\varphi_1^* q) (\varphi_2 q) \} + F_3 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} q_\gamma + F_4 M^{-2} p_\mu \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma q_\delta. \quad (1)$$

Здесь φ_1 и φ_2 — векторы поляризации мезонов; $p = k_1 - k_2$, $q = k_1 + k_2$, где k_1 и k_2 — импульсы мезонов; M — масса векторного мезона. Независимые, на первый взгляд, инварианты выражаются через содержащиеся в формуле (1) с помощью тождества [4]

$$g_{\alpha\beta} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} - g_{\alpha\mu} \varepsilon_{\beta\nu\rho\sigma} + g_{\alpha\nu} \varepsilon_{\beta\mu\rho\sigma} - g_{\alpha\rho} \varepsilon_{\beta\mu\nu\sigma} + g_{\alpha\sigma} \varepsilon_{\beta\mu\nu\rho} = 0$$

следующим образом:

$$\begin{aligned} & (\varphi_1^* q) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{2\alpha} q_\beta p_\gamma - (\varphi_2 q) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{1\alpha}^* q_\beta p_\gamma = \\ & = q_\mu \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma q_\delta - q^2 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma, \\ & (\varphi_1^* q) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{2\alpha} q_\beta p_\gamma + (\varphi_2 q) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{1\alpha}^* q_\beta p_\gamma = \\ & = p_\mu \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma q_\delta - p^2 \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \varphi_{1\alpha}^* \varphi_{2\beta} p_\gamma. \end{aligned}$$

Если справедлива C - и T -инвариантность, то, как показано в работах [5, 6], электромагнитная вершина векторной частицы содержит три формфактора G_1 , G_2 и G_3 .