

О ПРОВЕРКЕ T -ИНВАРИАНТНОСТИ В ЛЕПТОННЫХ РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДАХ K -МЕЗОНОВ

А.Н. Сафронов

Имеется ряд моделей, предложенных для объяснения нарушения CP -инвариантности в распадах K^0 -мезонов, в которых это нарушение связывается с испусканием фотонов [1–4]. Эти модели "естественно" объясняют величину $\sim a/\pi$ уже известных CP -нечетных эффектов и большую примесь амплитуды $\Delta T = 3/2$ в $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ распаде [5]. Отметим, что именно для них были предприняты попытки найти динамический механизм нарушения CP -инвариантности [6]. Сюда относится, прежде всего, гипотеза о сильном нарушении зарядовой четности в электромагнитном взаимодействии адронов [1]. Однако, со времени опубликования этой работы появились экспериментальные данные [7], которые в совокупности, по-видимому, исключают указанную возможность. Были предложены также модели, предполагающие нарушение CP -инвариантности в слабо-электромагнитном взаимодействии, т. е. во взаимодействии адронов и лептонов с испусканием фотонов [2–4]. Модель с заряженными W -бозонами, которым приписывается электрический дипольный момент [3], вероятно, также находится в противоречии с экспериментальным пределом для электрического дипольного момента нейтрона. Однако, в модели с триплетом W -мезонов [4] эта трудность отсутствует.

В данной работе мы обсудим возможности проверки T -инвариантности в распадах

$$K^0(p) \rightarrow e^\pm(k_1) + \nu(k_2) + \pi^\pm(q) + \gamma(\kappa), \quad (1)$$

$$K^\pm(q) \rightarrow e^\pm(k_1) + \nu(k_2) + \pi^0(p) + \gamma(\kappa), \quad (2)$$

где в скобках стоят обозначения 4-х импульсов частиц. Эти каналы распада K -мезонов представляют интерес с точки зрения выявления механизма, ответственного за нарушение СР-инвариантности. Они также дают информацию об электромагнитном излучении для переходов с изменением странности. Влияние тормозного излучения на полную вероятность и распределение частиц на диаграмме Далитца K_{e3} - распадов рассмотрено в работах [8]. Матричный элемент процессов (1), (2) запишем в виде:

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sqrt{4\pi\alpha} \sin\theta f_k [M^B + \sum_{i=1}^5 a_i M_i^D + \sum_{i=1}^5 b_i \tilde{M}_i^D], \quad (3)$$

где θ - угол Кабиббо, f_k - формфактор K_{e3} -распада, a - постоянная тонкой структуры. Член M^B представляет собой амплитуду тормозного излучения (для определенности рассматриваем рождение $e^- \tilde{\nu}$ -частиц)

$$M^B = \bar{u}(k_1) \left[\frac{2(\alpha k_1) + \hat{\alpha} \hat{k}}{2(\kappa k_1)} - \frac{(\alpha q)}{(\kappa q)} \right] \hat{p}(1 + \gamma_5) v(k_2), \quad (4)$$

а члены M_i^D и \tilde{M}_i^D соответствуют вкладу "структурного излучения". Их вид определяется требованиями релятивистской и градиентной инвариантности. Пренебрегая массой электрона, в наиболее общем случае имеем десять членов структурного излучения

$$M_1^D = \mu^{-2} F_{\mu\nu} j_{\mu\rho} p_{\nu}, \quad M_2^D = \mu^{-2} F_{\mu\nu} j_{\mu\rho} q_{\nu}, \quad (5)$$

$$M_3^D = \mu^{-3} (i\rho) F_{\mu\nu} p_{\mu} q_{\nu}, \quad M_4^D = \mu^{-3} (i\kappa) F_{\mu\nu} p_{\mu} q_{\nu},$$

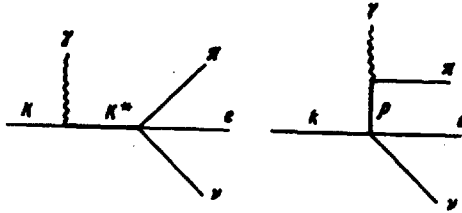
$$M_5^D = i\mu^{-4} \epsilon_{\alpha\beta\sigma\gamma} i_{\alpha\rho} p_{\beta} q_{\sigma} \kappa_{\gamma} F_{\mu\nu} q_{\mu} p_{\nu},$$

где μ - масса K -мезона, $j_{\mu} = \bar{u}(k_1) \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) v(k_2)$ а \tilde{M}_i^D можно получить из приведенных заменой $F_{\mu\nu} \rightarrow \tilde{F}_{\mu\nu}$, где $\tilde{F}_{\mu\nu} = (i/2) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta}$. Безразмерные формфакторы a_i и b_i являются функциями трех кинематических инвариантов. С точностью до радиационных поправок они должны быть действительными величинами, если сохраняется T -инвариантность.

В T -инвариантной теории можно попытаться оценить величины a_i , b_i , используя простые модели. Простейшие диаграммы, которые дают

вклад в амплитуду структурного излучения изображены на рисунке.

Константы взаимодействия, характеризующие вершины $KK^*\gamma$, $K^*\pi e\nu$ и $K\rho e\nu$ на этих графиках можно связать с ширинами $\rho \rightarrow \pi\gamma$, $K^* \rightarrow K\pi$ и K^*_2 -распадов при помощи $SU(6)$ -симметрии [9], теории Кабиббо [10]



SVC и $PCAC$. Мы не имеем возможности здесь более детально останавливаться на этих оценках. Ограничимся лишь замечанием, что графики рисунка могут давать в σ_i , b_i вклад, равный по порядку величины единице. Для оценки возможной величины T -нечетной корреляции будем предполагать в дальнейшем, что $|\sigma_i$, $b_i| \sim 1$ и имеет место "максимальное" нарушение T -инвариантности, т. е.

$$|\operatorname{Im} \sigma_i, b_i| = |\operatorname{Re} \sigma_i, b_i|$$

Приведем выражение для T -нечетной части квадрата матричного элемента процесса (1) в системе покоя K^0 -мезона

$$\begin{aligned} W_0 = & 32\pi\alpha G^2 \sin^2 \theta f_k^2 \mu^2 E_1 \xi \left\{ \operatorname{Im} \sigma_1 \left[\omega - \frac{1}{x} \left(1 + \frac{\xi}{E_1} \right) - \right. \right. \\ & - \frac{\omega}{E_1 x} (1 - \xi y) + \frac{1 + y^2}{2E_1 x} + \frac{y^2}{\xi y} \left. \right] + \operatorname{Im} \sigma_2 \left[\omega + \frac{1}{y} - \frac{1}{x} \right] + \\ & + \operatorname{Im} b_1 \left[\omega - \frac{1}{x} \left(1 + \frac{\xi}{E_1} \right) - \frac{\omega}{E_1 x} (1 - \xi y) + \frac{1 + y^2}{2E_1 x} \right] + \\ & + \operatorname{Im} (\sigma_1^* \sigma_2 + b_1^* b_2) \omega^2 (1 - \xi y) + \\ & + \operatorname{Im} (\sigma_1^* b_2 + b_1^* \sigma_2) \omega^2 (1 - \xi y - 2E_1 x) \left. \right\} \left(\vec{\hat{k}} [\hat{k}_1, \hat{p}] \right), \quad (6) \end{aligned}$$

где $x = 1 - (\vec{\hat{k}}, \hat{k}_1)$, $y = 1 - \sqrt{1 - \gamma^2/\xi^2} (\hat{p}, \vec{\hat{k}})$, $E_1 = k_{10}/\mu$,

$\xi = p_0/\mu$, $\omega = \kappa_0/\mu$, $\gamma = m/\mu$, m -масса π -мезона, а \hat{k} , \hat{k}_1 , \hat{p} -

являются единичными векторами вдоль импульсов частиц. Для простоты мы ограничились учетом членов структурного излучения с минимальным числом 4-х импульсов. Угловая асимметрия, обусловленная T -нечетной корреляцией в жесткой части спектра излучаемых фотонов и при больших углах между импульсами частиц при сделанных выше предположениях может составлять 10–20%.

В заключение отметим, что основной фон при детектировании процессов (1), (2) дают K_{e4}^- – распады. Они могут быть интерпретированы как реакции (1), (2), если один из γ -квантов, образующихся при распаде π^0 -мезона ускользает от наблюдения. Поэтому необходима высокая эффективность регистрации γ -квантов. Фоновые условия наблюдения процесса (1) более благоприятны, так как в конечном состоянии при этом необходимо детектировать только один фотон. В долгоживущей компоненте K^0 -мезонного пучка парциальная ширина процессов (1) должна быть больше чем парциальная ширина процессов (2), поскольку в первом случае соответствующий бесфотонный процесс является одним из основных каналов распада.

Физический факультет

Московского государственного
университета
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
15 августа 1969 г.

Литература

- [1] J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee. Phys. Rev., B139, 1650, 1965.
- [2] B. A. Arbusov, A. T. Filippov. Phys. Lett., 20, 537, 1966; 21, 771, 1966.
- [3] F. Salzman, G. Salzman. Phys. Lett., 15, 91, 1965.
- [4] M. L. Good, L. Michel, E. de Rafael. Phys. Rev., 151, 1194, 1966.
- [5] J. M. Gaillard, Phys. Rev. Lett., 18, 20, 1967; J. W. Cronin. Phys. Rev. Lett., 18, 25, 1967.
- [6] T. D. Lee. Phys. Rev., B140, 959, 1965.
- [7] Г. Финокьяро. ЯФ, 8, 188, 1968; W. B. Dress. Phys. Rev., 170, 1200, 1968.
- [8] E. S. Ginsberg. Phys. Rev., 142, 1035, 1966; 162, 1570, 1967; 171, 1675, 1968.
- [9] S. Badier, C. Bouchiat. Phys. Lett., 15, 96, 1965.
- [10] N. Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 10, 531, 1963.