Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 10, стр. 413 – 415 *25 ноября 1989 г.*

CP-НАРУШЕНИЕ И КОГЕРЕНТНОСТЬ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ *B*-МЕЗОНОВ

Я.И.Азимов

Продемонстрировано новое свойство каскадных распадов нейтральных *B*-мезонов: CP-нарушение в первичном распаде может влиять на временно́е распределение вторичных распадов.

1. Одна из важнейших проблем физики электрослабых взаимодействий сегодня – выяснение природы CP-нарушения. Сделать это вряд ли удастся, пока не будут найдены новые проявления его. Наиболее перспективными в этом отношении представляются распады *B*-мезонов. В литературе уже предложено много соответствующих возможных эффектов. Их, в основном, можно разделить на две группы: 1) интегральные эффекты, типа различия выходов тех или иных состояний в распадах частиц и античастиц (см., например, [1-3]); 2) дифференциальные эффекты, типа осцилляций временно́й зависимости распадов частиц или античастиц (например, [4,5]).

В этой заметке будет показано, что существует еще одна группа эффектов. Они связаны с тем, что продукты распада *B*-мезонов могут сохранять когерентность и, если возможна интерференция при вторичных распадах, то возникают осцилляционные явления на масштабах времени, никак не связанных с характеристиками *B*-мезонов.

2. Для определенности будем рассматривать в дальнейшем цепочку распадов

$$B_d(\bar{B}_d) \to J/\psi\, \underbrace{K^0(\bar{K}^0)}_{\to\, \pi^+\pi^-}, \tag{1}$$

хотя подобные результаты получаются и для других каскадов.

Состояния, которые при $t = 0$ соответствуют чистому $B^0(\bar{B}^0)$-мезону, эволюционируют в виде

$$\begin{aligned} B^0(t) &= f_B^+(t) B^0 + f_B^-(t) \frac{1-\epsilon_B}{1+\epsilon_B} \bar{B}^0, \\ \bar{B}^0(t) &= f_B^-(t) \frac{1+\epsilon_B}{1-\epsilon_B} B^0 + f_B^+(t) \bar{B}^0. \end{aligned} \tag{2}$$

Если при $t = t_1$ происходит распад на $J/\psi K^0(\bar{K}^0)$, то образуются состояния с волновой функцией

$$\begin{aligned} \Psi_B(t_1, t) &= f_B^+(t_1) a_B K^0(t) + f_B^-(t_1) \frac{1-\epsilon_B}{1+\epsilon_B} \bar{a}_B \bar{K}^0(t), \\ \Psi_{\bar{B}}(t_1, t) &= f_B^-(t_1) \frac{1+\epsilon_B}{1-\epsilon_B} a_B K^0(t) + f_B^+(t_1) \bar{a}_B \bar{K}^0(t), \end{aligned} \tag{3}$$

где новый отсчет времени идет от момента первичного распада; a_B и $\bar{a}_B$ – амплитуды распадов $B^0 \to J/\psi K^0$ и $\bar{B}^0 \to J/\psi \bar{K}^0$. В конечных состояниях (3) опущено явное указание на J/ψ, одинаковое для всех членов. Дальнейшее изменение этих состояний определяется эволюцией K^0 и $\bar{K}^0$ по закону, аналогичному (2).

Пусть теперь при $t = t_2$ происходит вторичный распад $K^0(\bar{K}^0) \to \pi^+\pi^-$. Можно найти зависимость выхода $\pi^+\pi^-$ от t_2, проинтегрировав по t_1. Для первоначально чистого B^0-мезона она имеет вид

$$\left| \frac{a_B}{1+\epsilon_K} \right|^{-2} N(t_2) \propto A e^{-t_2 \Gamma_S} + 2\mathrm{Re}[B e^{i t_2 \Delta M_K}] e^{-t_2 (\Gamma_S + \Gamma_L)/2} + C e^{-t_2 \Gamma_L}, \tag{4}$$

где Γ_s, Γ_L, $\Delta M_K = M_s - M_L$ – ширины и разность масс K_s и K_L. Коэффициенты в (4) равны

$$A = A_{11} - A_{12}\lambda - A_{21}\lambda^* + A_{22}|\lambda|^2,$$

$$B/\eta_{+-} = A_{11} + A_{12}\lambda - A_{21}\lambda^* - A_{22}|\lambda|^2, \tag{5}$$

$$C/\eta_{+-}|^2 = A_{11} + A_{12}\lambda + A_{21}\lambda^* + A_{22}|\lambda|^2,$$

где A_{ik} выражаются через стандартные параметры $x = {}^{\Delta M}/\Gamma$ и $y = {}^{\Delta\Gamma}/2\Gamma$ для распада нейтральных B-мезонов:

$$A_{11} + A_{22} = 2/(1 - y_B^2), \qquad A_{11} - A_{22} = 2/(1 + x_B^2),$$
$$A_{12} + A_{21} = 2y_B/(1 - y_B^2), \quad A_{12} - A_{21} = 2ix_B/(1 + x_B^2), \tag{6}$$

Параметр λ связан с нарушением CP в распаде $B^0(\bar{B}^0)$

$$\lambda = \frac{\bar{a}_B}{a_B}\,\frac{1 - \epsilon_B}{1 + \epsilon_B}\,\frac{1 + \epsilon_K}{1 - \epsilon_K}, \tag{7}$$

а η_{+-} – обычное отношение амплитуд $K_L, K_s \to \pi^+\pi^-$.

Для первоначально чистого $\bar{B}^0$-мезона зависимость от t_2, иная:

$$\left|\frac{\bar{a}_B}{1 - \epsilon_K}\right|^{-2}\bar{N}(t_2) \propto \{(4) \to [\eta_{+-} \to -\eta_{+-},\ \lambda \to \frac{1}{\lambda}]\}. \tag{8}$$

Совпадающие множители в выражениях (4) и (8) опущены.

Итак, временная зависимость вторичных распадов (выражения (4), (8)) содержит, вообще говоря, не только чисто экспоненциальные, но и осциллирующие члены. Заметим, что они отсутствовали бы, если в распадах $K^0(\bar{K}^0)$ сохранялась бы CP-четность (т.е. при $\eta_{+-} = 0$), поскольку при этом не было бы интерференции K_s и K_L.

Важно и интересно, что на осцилляции вторичных распадов влияет нарушение CP-инвариантности в первичных B-распадах (параметр λ). Здесь существенна роль смешивания B^0 и $\bar{B}^0$. При его отсутствии (т.е. при $x_B = y_B = 0$, а значит, и $A_{22} = A_{12} = A_{21} = 0$) осцилляции становятся тривиальными, отвечающими распадам чистых состояний K^0 или $\bar{K}^0$. То же самое происходит при использовании таких вторичных распадов (например, полулептонных), в которых K^0 и $\bar{K}^0$ не интерферируют.

В реальной ситуации выражения (4), (8) упрощаются, поскольку в стандартной модели $y_B \ll 1$, $\lambda \approx e^{2i\beta}$, так что уравнения (5) принимают вид

$$A/2 = 1 + \frac{x_B}{1 + x_B^2}\sin 2\beta, \quad B/2\eta_{+-} = \frac{1}{1 + x_B^2}(1 + ix_B\cos 2\beta),$$
$$C/2|\eta_{+-}|^2 = 1 - \frac{x_B}{1 + x_B^2}\sin 2\beta. \tag{9}$$

Сегодня можно использовать численные значения $x_{B_d} \approx 0{,}7$ [6,7], $2\beta \approx 0{,}17$ [8], так что можно записать распределения (4) и (8) в виде

$$N(t_2) \propto e^{-t_2\Gamma_s} + 2\mathrm{Re}[\eta_{+-}(0{,}62 + i\cdot 0{,}43)e^{it_2\Delta M_K}]e^{-t_2(\Gamma_s + \Gamma_L)/2} + 0{,}85|\eta_{+-}|^2 e^{-t_2\Gamma_L},$$
$$\tag{10}$$
$$\bar{N}(t_2) \propto e^{-t_2\Gamma_s} + 2\mathrm{Re}[\eta_{+-}(0{,}72 + i\cdot 0{,}50)e^{it_2\Delta M_K}]e^{-t_2(\Gamma_s + \Gamma_L)/2} + 1{,}17|\eta_{+-}|^2 e^{-t_2\Gamma_L}.$$

Для сравнения приведем зависимости вторичных распадов от времени при отсутствии CP-нарушения в распаде B-мезонов (т.е. при $\lambda = 1$)

$$\overset{(-)}{N}_0(t_2) \propto e^{-t_2\Gamma_s} \pm 2\mathrm{Re}[\eta_{+-}(0{,}67 + i \cdot 0{,}47)e^{it_2\Delta M_K}]e^{-t_2(\Gamma_s+\Gamma_L)/2} + |\eta_{+-}|^2 e^{-t_2\Gamma_L}, \qquad (11)$$

а также изменение выхода распадов $K^0(\bar{K}^0) \to \pi^+\pi^-$ для первоначально чистых $K^0(\bar{K}^0)$ состояний

$$\overset{(-)}{N}_K(t) \propto e^{-t\Gamma_s} \pm 2\mathrm{Re}[\eta_{+-}e^{it\Delta M_K}]e^{-t(\Gamma_s+\Gamma_L)/2} + |\eta_{+-}|^2 e^{-t\Gamma_L}. \qquad (12)$$

Распределения (10) – (12) нормированы на единичный коэффициент в первом слагаемом. Их абсолютные нормировки, конечно, различны.

Аналогичные распределения можно написать и для распадов B_s типа

$$B_s \to \pi^0 K^0 \to \pi^0\pi^+\pi^-.$$

Соответствующая фаза оценивается пока не очень надежно [8]. Но x_{B_s} ожидается довольно большим ($\gtrsim 5$), что уменьшает роль CP-нарушающих членов и делает обсуждаемый подход малоэффективным для B_s.

3. Таким образом, имеется новая возможность для поисков CP-несохранения. Если происходит каскадный распад B^0-мезона (типа (1)), то нарушение CP в первичном распаде может влиять на характеристики вторичного распада, в том числе на его зависимость от времени.

Любопытна двойственность этого подхода. Известно, что в интегральных эффектах параметры CP-нарушения выявляются лишь при прямом сравнении распадов B^0 и $\bar{B}^0$, тогда как в дифференциальных эффектах достаточно измерить временну́ю зависимость одного из них (см. [4,5]). Временна́я зависимость вторичного распада является, очевидно, интегральной величиной относительно первичного распада в каскаде типа (1). Но она аналогична дифференциальным величинам в том смысле, что достаточно изучить эволюцию лишь одного из состояний B^0 или $\bar{B}^0$.

С экспериментальной точки зрения существенно, что характерное время, на котором возникают эффекты вторичного распада, связано не с Γ_B или ΔM_B, а с параметрами K-мезонов Γ_s, Γ_L, ΔM_K. Поэтому для их обнаружения не требуется детектировать очень малые пробеги. Масштаб ожидаемых эффектов для B_d виден из сравнения распределений (10), (11), (12).

Очевидно, что использование предлагаемого подхода тоже будет связано с трудностями (например, малые вероятности распадов). Но, в любом случае, чем больше предложено способов поиска CP-несохранения, тем больше вероятность, что какой-то из них удастся реализовать в эксперименте.

Я благодарен Н.Г.Уральцеву и В.А.Хозе за регулярные обсуждения проблем CP-несохранения, которые стимулировали выполнение этой работы.

Литература

1. *Pais A., Treiman S.B.* Phys. Rev. D, 1975, **12**, 2744.
2. *Okun L.B. et al.* Lett. Nuovo Cim., 1975, **13**, 218.
3. *Bigi I.I., Sanda A.I.* Nucl. Phys. B, 1981, **193**, 85.
4. *Dunietz I., Rosner J.L.* Phys. Rev. D, 1986, **34**, 1404.
5. *Азимов Я.И. и др.* ЯФ, 1987, **45**, 1412.
6. *Albrecht et al.* Phys. Lett. B, 1987, **192**, 245.
7. *Schröder H.* Talk at the 24th Int. Conf. on Hing Energy Physics, Munich, August 1988.
8. *Blinov A.E. et al.* Preprint DESY 88-102, July 1988.

Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 октября 1989 г.