

6
П-56

p29

6

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-29

Б.Понтекорво

МЕЗОНИЙ И АНТИМЕЗОНИЙ x)

неэтор, 1957, т 33, в 2, с 549-551.
"к физике нейтрино высоких
энергий" : Фудне 1960. стр 43-45.

1957 год

x) Статья направлена в ЖЭТФ

Гелл-Манн и Пайс /1/ впервые указали на интересное следствие, вытекающее из того факта, что K^0 и \bar{K}^0 не являются тождественными частицами /2/. Возможность превращения $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$, вызываемого слабыми взаимодействиями, приводит к тому, что нейтральные K-мезоны необходимо рассматривать как смесь частиц K^0_1 и K^0_2 , имеющих разную комбинированную четность /3/.

В настоящей заметке обсуждается вопрос, существуют ли иные "смешанные" нейтральные частицы /не обязательно "элементарные"/, кроме K^0 -мезонов, которые отличаются от соответствующих античастиц, причем переходы частица — античастица не являются строго запрещенными.

Законы сохранения числа барионов и числа легких фермионов /как говорят, законы сохранения ядерного /4/ и нейтринного /5/ зарядов/ сильно ограничивают число возможных смешанных нейтральных систем. Из-за первого закона смешанные частицы не могут существовать среди барионов /например, нейтрон, атом водорода.../, а из-за второго закона такие частицы не могут существовать среди систем легких частиц с только одним фермионом /например, нейтрино, системы π^+e^- и π^-e^+ .../.

Из этого следует, по-видимому, что единственной представляющей интерес смешанной частицей, кроме K^0 -мезона, который может существовать среди уже хорошо известных систем, является мезоний, определенный как связанная система / μ^+e^- / . Антимезоний, т.е. система / μ^-e^+ / явно отличается от мезония, при этом переходы мезоний — антимезоний не только не запрещаются никаким из известных законов, но более того, они должны иметь место в силу известных нам взаимодействий.

Действительно, переходы

$$(\mu^+ e^-) \rightarrow \nu + \bar{\nu} \rightarrow (\mu^- e^+) \quad (1)$$

вызваны тем же взаимодействием, которое отвечает за распад μ - мезонов. Между тем, вероятность $\frac{1}{\Theta}$ реальных процессов распада

$$\circ \quad (\mu^+ e^-) \rightarrow \nu + \bar{\nu} + 106.1 \text{ МэВ} \quad (2)$$

которую можно легко оценить при учете размеров мезония, оказывается равной 10^{-4} сек^{-1} , т.е. примерно в 10^{10} раз меньше вероятности распада $\frac{1}{\tau}$ обычного μ -мезона. При этой причине практически нельзя наблюдать связанное с этим процессом (нетривиальное) отсутствие трека электрона при остановке μ^+ -мезона.

Что же касается превращения (1) мезония в антимезоний, его характеристическое время $\hbar/c^2 \Delta m$ определяется (1), (6) разницей масс Δm между симметричной / ψ мезоний + ψ антимезоний, и антисимметричной / ψ мезоний - ψ антимезоний / системами. Величина Δm пропорциональна первой степени матричного элемента превращения мезоний \rightarrow антимезоний, и поэтому она пропорциональна квадрату постоянной связи, когда такое превращение обусловлено двумя последовательными переходами, как в /I/.

Таким образом, время превращения /I/ оказывается того же порядка величины, как и Θ , т.е. приблизительно в 10^{10} раз больше, чем время жизни μ -мезона / $\tau = 2 \times 10^{-6} \text{ сек}$ /, которое фактически определяет и скорость распада мезония.

Если допустить, однако, что превращение мезоний — антимезоний обусловлено прямым взаимодействием $|\mu^+ e^-| / |\mu^- e^+|$ то время T , характеризующее это превращение, оказывается значительно меньше, чем τ . Действительно, в этом случае разница масс $\Delta m'$ между симметричной и антисимметричной системами $|\Delta m'| = \frac{2M}{c^2}$, где M — матричный элемент перехода, пропорциональная первой степени (7) постоянной связи g . Следовательно, имеем:

$$T \sim \frac{\hbar}{c^2 \Delta m'} \sim \frac{\hbar}{2g / 4\pi \tau^3},$$

где τ — радиус мезония. Если предположить, что прямое взаимодействие $|\mu^+ e^-| / |\mu^- e^+|$ имеет интенсивность, сравнимую со всеми слабыми взаимодействиями, то $g \sim 3 \cdot 10^{-49}$ ед g см³, а T оказывается $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ сек, т.е. только в ~300 раз больше, чем τ . При этих обстоятельствах превращение мезоний — антимезоний кажется, на первый взгляд, наблюдаемым без особенных трудностей /например, обнаружением "быстрого" отрицательного электрона при остановке μ^+ — мезона /

$$|\mu^+ e^-| \rightarrow |\mu^- e^+| + \nu + \bar{\nu} + e^+ /$$

быстрый

Но, к сожалению, переход мезония в антимезоний в веществе невозможен из-за электрической асимметрии нуклонов, приводящей к тому, что массы мезония и антимезония в этих условиях уже не равны. Кроме того, необходимо заметить, что вероятность испускания быстрого отрицательного электрона мезонием /в вакууме/ определяется не величиной $\frac{\tau}{T}$, а $(\frac{\tau}{T})^2$. Действительно, если $\epsilon_{\mu^+}(t)$ и $\epsilon_{\mu^-}(t)$ являются вероятностями того, что в вакууме найдется соответственно мезоний или антимезоний в момент времени t , когда во время 0 имеется один "атом" мезония, то

$$\epsilon_{\mu^+}(t) \sim \frac{1}{2} e^{-t/\tau} (1 + \cos \frac{t}{T}),$$

$$\epsilon_{\mu^-}(t) \sim \frac{1}{2} e^{-t/\tau} (1 - \cos \frac{t}{T}),$$

где времена жизни симметричной и антисимметричной систем предполагаются одинаковыми и равными времени жизни μ -мезона. При таких начальных условиях вероятность того, что в процессе распада в вакууме испускается быстрый положительный или отрицательный электрон, оказывается

$$P(e^+) \sim \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_{\mu^+}(t)}{\tau} dt \sim \frac{1}{2} \left(1 + \frac{T^2}{T^2 + \tau^2}\right) \sim 1,$$

$$P(e^-) \sim \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_{\mu^-}(t)}{\tau} dt \sim \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T^2}{T^2 + \tau^2}\right) \sim \frac{1}{2} \left(\frac{\tau}{T}\right)^2$$

соответственно.

Если бы в природе имелись не радиоактивные заряженные частицы с большим периодом распада, то эффект аналогичный обсуждаемому здесь мог бы быть наблюдаемым. Время жизни частиц с массой $\sim 500 m_e$, обнаруженных Алиханяном и др. (8), пока не определено, известно только, что оно $> 5 \times 10^{-9}$ сек.

Выше предполагалось, что имеет место закон сохранения нейтринного заряда. Закон сохранения нейтринного заряда означает, что нейтрино при рассеянии не может превращаться в любом приближении в антинейтрино. Этот закон еще не установлен: пока установлено только, что нейтрино и антинейтрино не являются тождественными частицами (9). Если теория двухкомпонентного нейтрино (10) оказалась бы несправедливой (что в настоящее время является мало вероятным) и если бы не имел места закон сохранения нейтринного заряда, то в принципе переходы нейтрино \rightarrow антинейтрино в вакууме возможны. Даже в этом случае, равно как и в случае, когда предполагается, что каждому миру соответствует антимир, число нейтрино и антинейтрино во вселенной должно было бы быть одинаковым.

Автор благодарен Я.Б.Зельдовичу, Л.Б.Окуню и И.Г.Иванте за критические замечания и интересные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. M. Gell-Mann a. A. Pais, Phys. Rev. 27, 1387 (1955)
A. Pais a. O. Piccioni, Phys. Rev. 100, 1487 (1955)
2. См. например, М.Баладин, Б.Балашов, В.Жуков,
П.Понтекорво, Г.Селиванов, ЖЭТФ, 29, 265, 1955.
3. Л.Ландау, ЖЭТФ, 32, 405, 1957.
4. Я.Зельдович, ДАН СССР, 86, 505, 1952.
5. Я.Зельдович, ДАН СССР, 91, 1317, 1953.
E. Konopinski, H. Mahmond, Phys. Rev. 92, 1045 (1953)
6. См. например, Я.Зельдович, ЖЭТФ, 30, 1168, 1956,
7. Аналогичные случаи превращения $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ первого порядка по слабым взаимодействиям подробно рассматриваются в работе Л.Окунь и Б.Понтекорво, ЖЭТФ, в печати.
8. А.Алиханян, Н.Шостякович, А.Дадаян, В.Федоров,
Б.Дерягин, ЖЭТФ, 31, 955, 1956.
9. R. Davis, Bull. Am. Phys. Soc. Washington meeting, 1956,
M. Awschalom, Phys. Rev. 101, 1041 (1956)
10. Л.Ландау, ЖЭТФ, 32, 407, 1957г.
T. Lee a. C. Yang, Phys. Rev. (в печати).