

Н-37

2.3

76



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

---

Нгуен Ван Хьеу

P-876

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  
ПРОДУКТОВ РАСПАДА  
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ  
В ПРОЦЕССЕ  $e^+e^- \rightarrow V^+ + V^-$

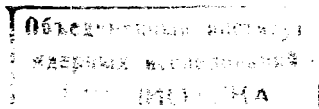
ЖЭТФ, 1962, т42, в6, с1611-1613.

Нгуен Ван Хью

P-876

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ  
ПРОДУКТОВ РАСПАДА  
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ  
В ПРОЦЕССЕ  $e^+e^- \rightarrow V^+V^-$

Направлено в ЖЭТФ



Недавно Кабибо, Гатто<sup>/1/</sup> и Комар<sup>/2/</sup> заметили, что при больших энергиях сечение рождения пары векторных мезонов в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow V^+ + V^- \quad (1)$$

стремится к постоянному значению с ростом энергии, если векторные мезоны не обладают аномальным магнитным моментом, и возрастает как квадрат энергии, если последний существует, в то время как сечения других конкурирующих процессов стремятся к нулю. Поэтому для экспериментального обнаружения слабо взаимодействующих промежуточных векторных мезонов процесс (1) представляет большой интерес. Эти мезоны распадаются очень быстро. При энергиях, которые могут быть достигнуты в ближайшем будущем, будут наблюдаться не сами промежуточные векторные мезоны в процессе (1), а только их продукты распада.

В настоящей работе рассматривается угловое распределение заряженных лептонов из лептонных распадов промежуточных векторных мезонов, рождающихся в процессе (1), в зависимости от аномального магнитного момента последних<sup>1)</sup>. Веса других не рассматриваемых каналов малы.

Действительно, скорость распада на лептоны

$$V^{\pm} \rightarrow (e^{\pm}, \mu^{\pm}) \pm \nu \quad (2)$$

равна<sup>/3/</sup>

$$\lambda_{B \rightarrow l + \nu} = \frac{g}{6\sqrt{2}\pi} M_B^3 \left(1 - \frac{m_l^2}{M_B^2}\right)^2 \left(1 + \frac{m_l^2}{2M_B^2}\right) > 10^{17} \text{ sec}^{-1}$$

а на  $\pi$ -мезоны

$$V^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0 \quad (3)$$

равна

$$\lambda_{B \rightarrow 2\pi} = \frac{g}{24\sqrt{2}\pi} M_B^3 \left(1 - \frac{4m_{\pi}^2}{M_B^2}\right)^{3/2} > 2 \cdot 10^{16} \text{ sec}^{-1}$$

1) Рассматриваемые заряженные лептоны можно отличить от заряженных лептонов, непосредственно рождающихся в процессах

$$e^+ + e^- \rightarrow l^+ + l^-,$$

с помощью измерения импульса.

Если  $M_B > m_{K^+} + m_\pi$ , то возможны распады типа

$$B \rightarrow K + \pi \quad (4)$$

со скоростями примерно в 100 раз меньшими скорости распада (3). Скорость распада (3) вычисляется с помощью гипотезы Фейнмана и Гелл-Манна<sup>/4/</sup> о структуре векторного тока в слабом взаимодействии, а оценка скорости распадов типа (4) получается из анализа  $K_{e3}$  и  $K_{\mu 3}$ -распадов. Таким образом, лептонные распады (2) подавлены, и достаточно рассматривать только эти распады.

Пусть векторный мезон  $B$  с импульсом  $P$  рождается в процессе

$$a + b \rightarrow B + c,$$

матричный элемент которого можно написать в виде

$$M = \xi_\mu^+ S_\mu,$$

причем волновая функция  $\xi_\mu$  характеризует спиновое состояние векторного мезона,

$$\begin{aligned} \xi_\mu^+ &= \xi_\mu^* & \mu &= 1, 2, 3 \\ &= -\xi_\mu^* & \mu &= 4 \end{aligned}$$

и распадается по некоторому каналу с матричным элементом

$$M' = \xi_\mu T_\mu.$$

При этом скорость рассматриваемого распада пропорциональна

$$W = T_\mu \left( \delta_{\mu\alpha} + \frac{P_\mu P_\alpha}{M_B^2} \right) S_\alpha S_\beta^+ \left( \delta_{\beta\nu} + \frac{P_\beta P_\nu}{M_B^2} \right) T_\nu^+. \quad (5)$$

Используя лагранжиан взаимодействия векторного поля с электромагнитным полем в<sup>/5/</sup> и соотношение (5), нетрудно найти угловое распределение продуктов распада (2) промежуточных векторных мезонов, рождающихся в (1). Обозначим через  $\theta$  угол между направлением вылета рождающихся (в распаде) заряженных лептонов и импульсом налетающих электронов в системе центра масс реакции. При этом рассматриваемое угловое распределение имеет вид

$$N(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta.$$

Коэффициент  $a$  зависит от скорости  $v = \beta c$  промежуточных векторных мезонов в системе центра масс реакции и аномального магнитного момента  $\mu$  этих частиц. Значения  $a$  при некоторых  $\beta^2$  и  $\mu$  даны в таблице. Массы

лептонов считаются равными нулю. Поэтому наши результаты справедливы с точностью до членов порядка  $\frac{m_l}{M_B}$ .

Полученные результаты показывают, что угловое распределение распада векторных мезонов довольно сильно зависит от аномального магнитного момента последних. Промежуточные векторные мезоны не участвуют в сильных взаимодействиях. Поэтому, если экспериментально будет найдено большое значение их аномального магнитного момента, то это будет означать неприменимость принципа минимального электромагнитного взаимодействия.

Автор выражает глубокую благодарность проф. М.А. Маркову за интерес к работе, а также Е.А. Логинвой за помощь при численных расчетах.

Т а б л и ц а  
Значения  $a$  при некоторых  $\beta^2$  и  $\mu$

$\beta^2 \backslash \mu$	- 1	- 0,5	0	0,5	1
0,5	0,4	0,2	-0,24	0,02	0,01
0,75	2,2	0,5	$\approx 0$	0,2	-0,1
1	2,6	0,6	$\approx 0$	1	-0,2

#### Л и т е р а т у р а

1. N.Cabibo and R.Gatto. Nuovo Cim. 20, 185 (1961).
2. А.А.Комар, Сообщение на совещании по слабым взаимодействиям, Дубна, 1961г.
3. T.D.Lee and C.N.Yang. Phys. Rev. Lett 4, 307 (1960).
4. R.P.Feynman and Gell-Man. Phys. Rev. 109, 193 (1960).  
перевод см. ПСФ, № 4, 1958.
5. H.C.Corben and J.Schwinger. Phys. Rev. 58, 953 (1940).

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 декабря 1961 года.