

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА В РАСПАДЕ $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$

*В.А.Викторов, С.В.Головкин, Р.И.Джеллядин,
А.М.Зайцев, А.С.Константинов, В.Ф.Константинов,
В.П.Кубаровский, Л.Г.Ландсберг, В.А.Мухин,
В.Ф.Образцов, Т.И.Петрунина, Ю.Д.Прокошкин*

Зарегистрировано 60 событий редкого электромагнитного распада $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Найдена относительная вероятность этого распада $BR \times \times (\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = (9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5}$. Измерен спектр эффективных масс мюонных пар и определен электромагнитный переходный формфактор $\omega \pi^0$ -вершины $F_{\omega \mu\mu; \pi^0}^2 = (1 - m_{\mu\mu}^2 / \Lambda^2)^{-1}$, где $\Lambda = 0,65 \pm 0,03 \text{ ГэВ}/c^2$

Проведено сравнение с моделью векторной доминантности.

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные о распаде ω -мезона на π^0 -мезон и мюонную пару

$$\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- , \quad (1)$$

обнаруженном ранее [1]. Основная цель дальнейшего изучения процесса (1) заключалась в измерении переходного формфактора, определяющего структуру $\omega \pi^0$ -вершины.

Источником ω -мезонов служила бинарная реакция

$$\pi^- p \rightarrow \omega n , \quad (2)$$

хорошо изученная в нашем диапазоне энергий [2] и обеспечивающая благоприятные фоновые условия эксперимента [1]. Измерения были выполнены на комбинированном спектрометре "Лептон-Г" в пионном пучке с импульсом 25 и 33 ГэВ/с, выведенном из 70-ГэВ ускорителя ИФВЭ. Описание установки, а также процедуры измерений и обработки результатов дано в предыдущих публикациях [1, 3 – 6]. За время эксперимента через мишень установки было пропущено $5 \cdot 10^{11}$ π^- -мезонов, что соответствовало образованию 10^7 ω -мезонов в реакции (1).

События распада (1) были выделены на основании анализа эксклюзивной реакции

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^- n . \quad (3)$$

\downarrow
 2γ

Частицы идентифицировались в конечном состоянии тем же методом, что и ранее [1]. На рис. 1 представлено распределение событий типа (3) по эффективной массе $\pi^0 \mu^+ \mu^-$ -систем. Для уменьшения фона были отобраны события с $m_{\mu\mu}^2 < 0,4$ ГэВ²/с⁴ — в той кинематической области, где в дальнейшем исследовался формфактор.

В спектре масс наблюдается четкий пик, соответствующий распаду (1). После вычитания 11%-ного нерезонансного фона и 3%-ного фона от процессов $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$ (распад пионов на лету перед γ -детектором и поглотителем установки [2, 3]) и $\rho^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, пик содержит 60 ± 9 событий распада (1). Отсюда было определено значение относительной вероятности распада $BR((\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) / \Gamma(\omega \rightarrow \text{все})$:

$$BR(\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = (9,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-5} \quad (4)$$

(здесь и ниже учтены как статистические, так и систематические погрешности измерений).

Для определения переходного электромагнитного формфактора $\omega \pi^0$ -вершины был исследован спектр масс мюонных пар $m_{\mu\mu}$ в распаде (1), аналогично тому, как это делалось ранее для распада $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ [6]. Этот спектр описывается формулой [7, 8]:

$$\frac{d\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)}{dm_{\mu\mu}^2} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)}{m_{\mu\mu}^2} \left(1 + \frac{2m_{\mu\mu}^2}{m_{\mu\mu}^2}\right) \left(1 - \frac{4m_{\mu\mu}^2}{m_{\mu\mu}^2}\right)^{1/2} \times$$

$$\times \left[\left(1 + \frac{m_{\mu\mu}^2}{m_{\omega}^2 - m_{\pi^0}^2} \right)^2 - \frac{4 m_{\omega}^2 m_{\mu\mu}^2}{(m_{\omega}^2 - m_{\pi^0}^2)^2} \right]^{3/2} |F_{\omega}(m_{\mu\mu}^2; m_{\pi^0}^2)|^2 \quad (5)$$

Переходный формфактор $\omega \pi^0$ -вершины $F_{\omega}(m_{\mu\mu}^2; m_{\pi^0}^2) = F_{\omega}(q_1^2 = m_{\mu\mu}^2; q_2^2 = m_{\pi^0}^2)$ нормирован: $F_{\omega}(0; m_{\pi^0}^2) = 1$. Он параметризуется обычно в полюсном приближении

$$F_{\omega}(m_{\mu\mu}^2; m_{\pi^0}^2) = \left(1 - \frac{m_{\mu\mu}^2}{\Lambda^2} \right)^{-1} \quad (6)$$

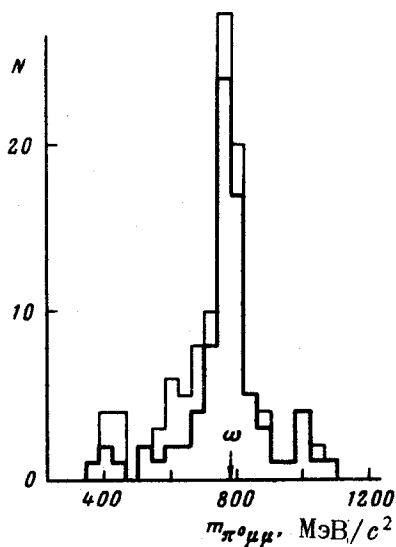


Рис. 1

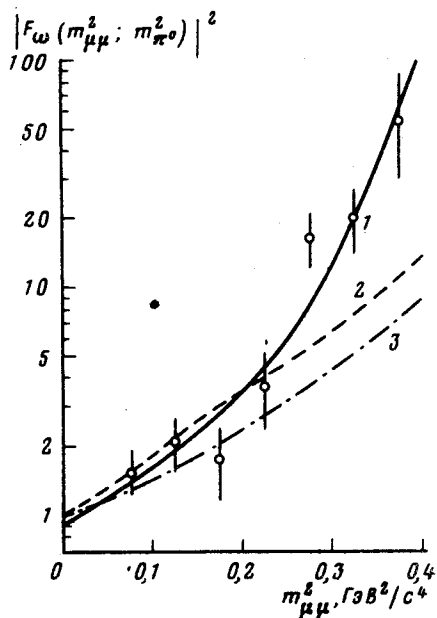


Рис. 2

Рис. 1. Спектр масс $\pi^0 \mu^+ \mu^-$ -систем для событий с $m_{\mu\mu}^2 < 0,4$ ГэВ²/с⁴. Пик соответствует распаду (1). Стрелкой показано табличное значение массы ω -мезона. N — число событий в интервале 40 МэВ/с². Внешняя и внутренняя гистограмма соответствуют порогам энергии γ -квантов, равным 1 и 1,4 ГэВ, соответственно

Рис. 2. Переходный формфактор для $\omega \pi^0$ -вершины. Точки — экспериментальные значения $|F_{\omega}(m_{\mu\mu}^2; m_{\pi^0}^2)|^2$. Кривая 1 — результат фитирования экспериментальных данных полюсной зависимостью $|F_{\omega}|^2 = K \left(1 - \frac{m_{\mu\mu}^2}{\Lambda^2} \right)^{-2}$. Коэффициент K учитывает неопределенность в абсолютной нормировке экспериментальных величин. $\Lambda = 0,65$ ГэВ/с². Кривая 2 — предсказание модели [9] с модифицированным ρ -пропагатором, кривая 3 вычислена по модели векторной доминантности

На рис. 2 представлены найденные в настоящей работе значения $|E_{\omega}|^2$. Они были определены, как отношение измеренного спектра масс мюонных пар к спектру, вычисленному методом Монте-Карло по формуле (5) с $|F_{\omega}| = 1$, с учетом эффективности установки. Вычисленный спектр нормировался на полное число ω -мезонов, образованных в мишени установки в реакции (2).

Для фитирования экспериментальных значений формфактора (рис. 2) использовалась полюсная формула (6). Величина характерной массы найдена равной

$$\Lambda = 0,65 \pm 0,03 \text{ ГэВ}/c^2. \quad (7)$$

Наклон формфактора при нулевом значении времени-подобного импульса, $q_1 = 0$ составляет $dF_{\omega}/dq_1^2 = \Lambda^{-2} = 2,4 \pm 0,2 \text{ ГэВ}^{-2} \cdot c^4$.

В модели векторной доминантности переходный формфактор обусловлен вкладом одного ρ -полюса. В этом случае $\Lambda_{VDM} = m_{\rho}$. Это отличается от измеренной величины на четыре стандартных отклонения. В области больших масс $m_{\mu\mu}$ формфактор растет значительно быстрее, чем это предсказывается моделью векторной доминантности (рис. 2).

В работе [9] переходный $\omega\pi^0$ -формфактор анализировался дисперсионным методом с учетом промежуточных $\pi\pi$ -состояний ($\gamma^* \rightarrow \pi\pi \rightarrow \pi^0\omega$). Как следует из соотношения унитарности, в выражении для формфактора должен быть учтен вклад амплитуды реакции $\pi\pi \rightarrow \pi^0\omega$. Эта амплитуда параметризовалась, в соответствии с векторной доминантностью, введением ρ -полюса в s -, t - и u -каналах, что привело к некоторой модификации ρ -мезонного пропагатора в переходном формфакторе. Результаты расчетов, выполненных по этой модели, представлены на рис. 2. Полученная кривая располагается несколько ближе к экспериментальным точкам, чем предсказания простой ρ -доминантности, однако расхождение теории с экспериментом остается заметным.

Мы благодарны А.И.Вайнштейну, М.И.Высоцкому, В.И.Захарову, И.Ю.Кобзареву и М.А.Шифману за обсуждение результатов эксперимента.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
28 декабря 1980 г.

Литература

- [1] В.А.Викторов и др. ЯФ, 29, 1513, 1979; Phys., Lett., 84B, 143, 1979.
- [2] В.Д.Апель и др. ЯФ, 31, 167, 1980; Lett. Nuovo Cim. 25, 493, 1980.
- [3] Ю.Б.Бушнин и др. Препринт ИФВЭ 80-57, Серпухов, 1980.
- [4] Ю.Б.Бушнин и др. ЯФ, 28, 1507, 1978; Phys. Lett., 79B, 147, 1978.
- [5] В.А.Викторов и др. Письма в ЖЭТФ, 30, 387, 1979. Phys. Lett., 88B, 379, 1979.
- [6] В.А.Викторов и др. ЯФ, 32, 998, 1002, 1005, 1980; Phys. Lett., 94B, 548, 1980.
- [7] С.Н. Lai, G. Ougg. Preprint FN-296, Fermilab. USA, 1976.

[8] В. Ф. Образцов. Препринт ИФВЭ 79-115, Серпухов, 1979.

[9] G. Kopp. *Phys. Rev.*, **D10**, 932, 1974.
