ВЕКТОРНАЯ ДОМИНАНТНОСТЬ, $\omega - \phi$ СМЕШИВАНИЕ И ПОДАВЛЕНИЕ ФОТОРОЖДЕНИЯ ϕ-МЕЗОНОВ

С.Б.Герасимов

Цель настоящей работы – показать, что сечение фоторождения ϕ-мезонов при высоких энергиях чувствительно к отклонению угла $\omega - \phi$ смешивания от обычно используемого при расчетах [3 – 6] "идеального" угла $\tilde{\theta} \simeq 35,3°$, а также к возможному нарушению U-инвариантности электромагнитного взаимодействия адронов. Учет этих факторов приводит к существенному подавлению процесса фоторождения ϕ-мезонов и помогает уменьшить расхождение между экспериментом [9] и теорией [3].

Рассмотрим фоторождение нейтральных векторных мезонов на нуклонах согласно модели векторной доминантности электромагнитного взаимодействия адронов [1, 2] (дальнейшие ссылки можно найти в обзорах [3, 4]). Амплитуда процесса $\gamma + B \to V_i + B$ записывается в виде

$$\langle V_j\, B \,|\, \gamma B \rangle = \sum_i G_{\gamma V_i} \langle V_j\, B \,|\, V_i\, B \rangle , \tag{1}$$

где $V_{j(i)} = \rho^{\circ}, \omega, \phi$, $B = P, N$ и $G_{\gamma V_i}$ – константа перехода фотона в векторный мезон V_i.

Следуя [4 – 6], мы будем использовать для параметризации амплитуд $\langle V_j\, B \,|\, V_i\, B \rangle$ аддитивную модель кварков [7]. Если спиновая зависимость амплитуд рассеяния на малые углы несущественна при больших энергиях ($E > 5$ *Гэв*), а это предполагается, то амплитуды $\langle V_j\, B \,|\, V_i\, B \rangle$ можно выразить через амплитуды рассеяния псевдоскалярных мезонов на нуклонах. Вектора состояний V-мезонов в модели кварков имеют вид:

$$|\rho^{\circ} \rangle = 1/\sqrt{2}\, |\bar{p}p - \bar{n}n \rangle , \tag{2}$$

$$|\omega \rangle = \cos\delta /\sqrt{2}\, |\bar{p}p + \bar{n}n \rangle - \sin\delta\, |\bar{\lambda}\lambda \rangle ,$$

$$-|\phi \rangle = \cos\delta\, |\bar{\lambda}\lambda \rangle + \sin\delta /\sqrt{2}\, |\bar{p}p + \bar{n}n \rangle ,$$

где p, n, λ обычные обозначения для кварков, $\delta = \theta_V - \tilde{\theta}$, θ_V – угол $\omega - \phi$ смешивания, $\tilde{\theta}$ – "идеальный" угол смешивания, $\operatorname{tg}\tilde{\theta} = 1/\sqrt{2}$. С учетом (1) (2) и принятых предположений относительно параметризации $\langle V_j\, B \,|\, V_i\, B \rangle$ будем иметь

$$\langle \rho^{\circ} B | \gamma B \rangle = P G_{\gamma\rho} + 3A (G_{\gamma\omega} \cos\delta - G_{\gamma\phi} \sin\delta), \tag{3}$$

$$<\omega B|\gamma B> = P(G_{\gamma\omega}\cos 2\delta - G_{\gamma\phi}\sin 2\delta) + 3AG_{\gamma\rho}\cos\delta + \\ + S(G_{\gamma\omega}\cos^2\delta + 1/2G_{\gamma\phi}\sin 2\delta), \quad (4)$$

$$<\phi B|\gamma B> = -P(G_{\gamma\phi}\cos 2\delta + G_{\gamma\omega}\sin 2\delta) - 3AG_{\gamma\rho}\sin\delta + \\ + S(G_{\gamma\phi}\cos^2\delta + 1/2G_{\gamma\omega}\sin 2\delta), \quad (5)$$

где

$$P = 1/2\,(<\pi^+B|\pi^+B> + <\pi^-B|\pi^-B>), \quad (6)$$

$$A = 1/2\,(<K^+B|K^+B> + <K^-B|K^-B> - <K^\circ B|K^\circ B> - <\bar{K}^\circ B|\bar{K}^\circ B>), \quad (7)$$

$$S = 1/2\,(<K^+B|K^+B> + <K^-B|K^-B> + <K^\circ B|K^\circ B> + <\bar{K}^\circ B|\bar{K}^\circ B>). \quad (8)$$

Отметим, что в модели полюсов Редже энергетическая зависимость $P(E)$ и $S(E)$ определяется вкладами полюсов Померанчука, а $A(E)$ – вкладами Редже-траекторий с обменом изоспина $I = 1$ в t-канале (принято считать, что основную роль при высоких энергиях играет A_2-траектория).

Исходя из выражений (2), находим соотношение между константами $G_{\gamma V_i}$.

$$G_{\gamma\rho} : G_{\gamma\omega} : G_{\gamma\phi} = 3 : (\cos\delta + \sqrt{2}x\sin\delta) : (\sqrt{2}x\cos\delta - \sin\delta). \quad (9)$$

При выводе (9) мы приняли

$$<\gamma|\bar{p}p> : <\gamma|\bar{n}n> : <\gamma|\bar{\lambda}\lambda> = 2 : -1 : -x. \quad (10)$$

При $x = 1$ получаем обычную октетную структуру оператора тока. Ослабление электромагнитного взаимодействия "странных" кварков ($x < 1$) как возможная модель нарушения U-инвариантности электромагнитных взаимодействий уже обсуждалось ранее [8]. Экспериментальные сечения фоторождения V-мезонов на малые углы обычно аппроксимируется выражением вида [9].

$$d\sigma/d\Delta^2 = a\exp(-b\Delta^2), \quad (11)$$

где Δ^2 – квадрат переданного импульса.

В таблице приведены отношения $r(V_i\, B) = \sigma(V_i\, B)/\sigma(\rho B)$ при $E = 5$ *Гэв*, которые были вычислены с помощью формул (4) – (10) для нескольких наборов значений δ и x, а также экспериментальные значения $r_{exp}(V_i\, P)$. Амплитуды $<\pi(K), B|\pi(K), B>$ в (6) – (8) для рассеяния вперед предполагались чисто мнимыми и вычислялись с помощью оптической теоремы. Значение $\delta = 0\ 08$ соответствует углу $\theta_V \simeq 40°$, который определяется из массовой формулы [10], а

x = 0,8 было выбрано в [8] из условия соответствия магнитного момента Λ-гиперона с экспериментом. Неравенство $r(\omega P) > r(\omega N)$

	$r(\omega P)$	$r(\phi P)$	$r(\omega N)$	$r(\phi N)$
$\delta = 0 \quad x = 1$	0,18	0,031	0,056	0,035
$\delta = 0{,}08 \quad x = 1$	0,2	0,02	0,062	0,029
$\delta = 0{,}08 \quad x = 0{,}8$	0,19	0,011	0,062	0,017
Эксперимент [9]	0,21 ±0,04	0,006 ±0,0025	–	–

объясняется сравнительно большой величиной амплитуды $A = A(E)$ при $E = 5$ *Гэв*, которая согласно (7) имеет противоположные знаки для протона и нейтрона. При $E \to \infty$, $A(E) \to 0$ (в модели полюсов Редже $A(E)/P(E) \sim E^{-0,6}$) и отношение сечений образования ρ^0- и ω-мезонов на нуклонах будет приближаться к соотношению

$$\sigma(\rho^0) : \sigma(\omega) \simeq G^2_{\gamma\rho} : G^2_{\gamma\omega} \simeq 9:1, \qquad (12)$$

которое в области промежуточных энергий должно быть справедливо лишь для процессов когерентного фоторождения на ядрах с нулевым изоспином (D, ^{4}He, ^{16}O). В связи с "неидеальностью" угла ω - ϕ смешивания и в качестве дополнительной проверки модели векторной доминантности большой интерес представляет поиск распада $\phi \to \pi^0\gamma$ и сравнение его ширины с шириной распада $\omega \to \pi^0\gamma$.

В заключение автор выражает свою признательность А.М.Балдину за интерес к настоящей работе и полезные замечания.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступило в редакцию 25 июня 1968 г.

Литература

[1] J. J. Sakurai. Ann. of Phys., 11, 1, 1960.

[2] M. Gell-Mann, F. Zachariasen. Phys. Rev., 124, 953, 1961.

[3] H. Joos. Proceedings of the Heidelberg International Conference on Elementary Particles, North-Holland, Amsterdam, 1968, p. 349.

[4] H. Joos. Special Problems in High Energy Physics, Springer-Verlag, Wien, 1967, p. 320.

[5] K. Morita. Progr. Theor. Phys., 38. 681, 1967.

[6] А.И.Ахиезер, М.П.Рекало. ЯФ, 7, 120, 1968.

[7] Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма ЖЭТФ, 2, 105, 1965.

[8] С.Б.Герасимов. ЖЭТФ, 50, 1559, 1966.

[9] E. Lohrmann. Preprint DESY 67/40, 1967.

[10] R. H. Dalitz. Proceedings of the 13 International Conference on High Energy Physics, University of California, 1967, p. 215.