

ЕРЕВАНСКИЙ
ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ

БРОМ-10-5(68)

С. Г. НАТИВЯН, Д. Г. ПАРНАВАРЯН

ВЕРШИНА A_1 ПРИ ОБРАЗОВАНИИ A_1 -МЕЗОНА
ВО ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

ЕРЕВАН
1968

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕРФИ-ТФ-5(68)

С.Г.МАТИНЯН, Ю.Г.ПАХНАЗАРЯН

ВЕРШИНА $\rho_1 \rho_2$ И ОБРАЗОВАНИЕ A_1 -МЕЗОНА
ВО ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

ЕРЕВАН

1968

Исследовано явление образования A_1 -мезона во встречных пучках ($e^-e^+ \rightarrow A_1 + \pi$) с использованием точной вершины $A_1\rho\pi$, найденной в работах [1-3], и идеи векторной доминантности.

A B S T R A C T

The formation of A_1 -meson in colliding beams ($e^-e^+ \rightarrow A_1 + \pi$) is investigated using precise vertex $A_1\rho\pi$ obtained in the works [1-3] and the idea of vector dominance.

I. Введение

В процессе $A_1 \rightarrow \rho\pi$ (также, как и в $\rho \rightarrow 2\pi$) π -мезоны не являются "мягкими", поэтому результаты алгебры токов, использующей соответствующее приближение, всегда вызвали сомнение. В последнее время были развиты методы, позволяющие количественное рассмотрение процессов с "жесткими" пионами как на базе алгебры токов [1], так и с помощью методов феноменологических лагранжианов [2,3].

В работе [1] с помощью систематического применения тождеств Уорда и коммутационных соотношений было получено выражение для вершины $A_1\rho\pi$, позволяющее отход от массовой поверхности по любой из частиц.

Эта вершина имеет вид

$$F_{\nu\lambda}(K, P) = F_{\pi}^{-1} \left\{ -2m_p^2 g_{\nu\lambda} - (g_{\nu\lambda} P^2 - P_\nu P_\lambda) + (g_{\nu\lambda} K^2 - K_\nu K_\lambda) + \delta [g_{\nu\lambda}(Kq) - K_\nu q_\lambda] \right\}, \quad (I)$$

где $P(K)$ - 4-импульс $A_1(P)$ -мезона, q - пиона, $\nu(\lambda)$ - поляризационный индекс $A_1(P)$ -мезона, F_{π} (=175 Мэв) - хорошо известная величина, связанная с амплитудой $\pi \rightarrow \mu\nu$ - распада, δ - безразмерный параметр, который определяется в работе [1] из сравнения вычисленных ширины $\rho \rightarrow 2\pi$ и $A_1 \rightarrow \rho\pi$ - распадов с опытом. Опытные дан-

ные в настоящее время дают, что $-\frac{\epsilon}{3} \leq \delta \leq 0$.

Полностью аналогичное (I) выражение для вершины $A_1 \rho \pi$ следует из метода феноменологического лагранжиана киральной симметрии [3]. В теории Швингера [2] $\delta = 0$.

Имея в своем распоряжении вершину $A_1 \rho \pi$ и используя идеи векторной доминантности, связывающей фотон с ρ^0 -мезоном, мы можем получить эффективную вершину $A_1 \gamma \pi$, которая фигурирует, например, в процессе $e^- + e^+ \rightarrow \pi^\pm + A_1^\mp$. Изучая последний, можно, таким образом, получить информацию о том, в какой мере вершина $\gamma \rho$ -перехода может рассматриваться как постоянная, т.е. исследовать вопрос о возможном факторе этого перехода [4].

Итак, целью данной статьи является рассмотрение процесса образования A_1^\pm -мезона во встречных электрон-позитронных пучках на основе векторной доминантности и использование (I) в качестве вершинной функции $A_1^\pm \rho^0 \pi^\mp$.

2. Матричный элемент $A_1 \gamma \pi$. Радиационный распад A_1^\pm -мезона.

Матричный элемент $A_1 \gamma \pi$ на базе идеи векторной доминантности имеет следующий вид:

$$-\frac{e}{2\chi\rho} \frac{m_p^2}{k^2 + m_p^2} \epsilon_v^{(A_1)}(p) \Gamma_{\nu\lambda}(k, p) \epsilon_\lambda^{(\gamma)}(k), \quad (2)$$

где $\epsilon_v^{(A_1)}(p)$ ($\epsilon_\lambda^{(\gamma)}(k)$) - вектор поляризации A_1 -мезона (γ -кванта), $\chi = \frac{2}{3} \frac{m_p^2}{4\pi} = 0,5$.

Нетрудно видеть, что выражение (2) градиентно инвариантно, если A_1 -мезон находится на массовой поверхности ($p^2 = -M^2$).

В этом можно, например, убедиться, используя тождество Уорда для $\Gamma_{\nu\lambda}(k, p)$ [1]

$$k_\lambda \Gamma_{\nu\lambda}(k, p) = \text{const} \cdot k_\lambda \Delta_{\nu\lambda}^{(A_1)-1}(p),$$

где $\Delta_{\nu\lambda}^{(A_1)-1}(p)$ - обратная функция Грина A_1 -мезона, равная в нашем случае

$$(p^2 + M^2) g_{\nu\lambda} - p_\nu p_\lambda,$$

а также условие

$$P_\nu \epsilon_v^{(A_1)}(p) = 0$$

Прежде, чем перейти к подробному рассмотрению процесса рождения

A_1 -мезона во встречных пучках, целесообразно привести выражение для ширины распада $A_1^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma$ (распад $A_1^\pm \rightarrow \pi^0 \gamma$ C-инвариантен), следующее из (2) и (I),

$$\Gamma_\gamma = \frac{\alpha}{96} \frac{\delta^2}{\chi_p^2} \left(\frac{M}{F_\pi} \right)^2 M, \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{1}{137}$. Это дает

$$\Gamma_\gamma = 0,5 \delta^2 M \text{эВ}.$$

Подчеркнем, что в теории Швингера [2] этот процесс не идет ($\delta = 0$)

3. Образование A_1^\pm -мезона в e^-e^+ -столкновениях.

Используя (I) и (2), для матричного элемента процесса $e^-e^+ \rightarrow \pi^\pm A_1^\mp$ в однофотонном приближении будем иметь

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & i(e\pi)^4 \frac{e^2}{k^2} \frac{m}{(4k_{10}k_{20}p_0q_0)^{1/2}} [\bar{v}(\vec{k}_2) \chi_\mu u(\vec{k}_1)] \frac{m_p^2}{2\chi_p} \frac{1}{k^2 + m_p^2} \times \\ & \times \frac{1}{F_\pi} \{ [k^2 - \delta(kq)] g_{\mu\nu} + \delta q_\mu k_\nu \} \epsilon_v^{(A_1)*}(p) \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - p - q), \end{aligned} \quad (4)$$

где $k_{1,e}$ - 4-импульсы электрона и позитрона, $k = k_1 + k_2$, q - 4-импульс пиона, m - масса электрона.

Начнем с рассмотрения дифференциального сечения, когда лептоны поляризованы, а по спину A_1 -мезона проведено усреднение. Обозначая через $\vec{\epsilon}_i$ ($i = 1, 2$) векторы поляризации электрона и позитрона, \vec{v} (\vec{n}) - единичный вектор импульса электрона (пиона), θ - угол между направлениями импульсов электрона и пиона, μ - массу пиона, W - полную энергию реакции, получим (в с.д.м.)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Q(W) \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} \delta \left(1 - \frac{M^2}{W^2} + \frac{M^2}{W^2} \right) \right]^2 [1 + (\vec{v} \vec{\epsilon}_1) (\vec{v} \vec{\epsilon}_2)] \right\} +$$

$$+ \frac{q^2}{2M^2} [(1-\delta)^2 - \delta^2 \frac{M^2}{W^2}] \left((\sin^2 \theta + \frac{4m^2}{W^2} \cos^2 \theta) (1 + \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) - \right. \\ \left. - 2[(\vec{n} \vec{\tau}_1) - \cos \theta (\vec{v} \vec{\tau}_1)] [(\vec{n} \vec{\tau}_2) - \cos \theta (\vec{v} \vec{\tau}_2)] \right) \}, \quad (5)$$

где

$$Q(W) = \frac{\alpha^2}{8\chi_p^2 F_{\pi}^2 (\frac{W^2}{m^2} - 1)^2} \frac{|q|}{W}.$$

В наиболее интересном случае поперечных поляризаций лептонов ($\vec{v} \vec{\tau}_i = 0$), когда $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$ параллельны или антипараллельны ($\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 = \pm \tau_1 \tau_2$), имеем

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega} = Q(W) \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} \delta \left(1 - \frac{M^2}{W^2} + \frac{\mu^2}{W^2} \right) \right]^2 + \right. \\ \left. + \frac{q^2}{2M^2} [(1-\delta)^2 - \delta^2 \frac{M^2}{W^2}] \left[\sin^2 \theta (1 \pm \tau_1 \tau_2 \cos 2\chi) + \frac{4m^2}{W^2} \cos^2 \theta (1 \pm \tau_1 \tau_2) \right] \right\}, \quad (6)$$

где χ - угол между плоскостью реакции и плоскостью орбиты. Отсюда следует, что в случае полных антипараллельных поперечных поляризаций лептонов при $\chi = 0$, т.е. когда $\vec{\tau}_i$ нормальны к плоскости реакции, $\frac{d\sigma_{\perp}}{d\Omega}$ не зависит от θ .

Как из выражения (5), усредненного по спинам лептонов, так и из (6) видно, что при углах $\theta \pi - \theta \leq \frac{2m}{W}$ дифференциальное сечение падает с энергией как W^{-4} , а при $\theta, \pi - \theta \gg \frac{2m}{W}$ - как W^{-2} . С ростом энергии область таких углов растет.

Для продольно поляризованных e^- и e^+ получаем

$$d\sigma_{\parallel} = (1 \pm \tau_1 \tau_2) d\sigma_0, \quad (7)$$

где $d\sigma_0$ - сечение с неполяризованными лептонами. В выражении (7) верхний знак соответствует параллельным $\vec{\tau}_i$, а нижний - антипараллельным. Как и следовало ожидать^[5], в случае $\tau_1 = \tau_2 = 1$

$$d\sigma_{\parallel} = \begin{cases} 2d\sigma_0, & \text{параллельные спины} \\ 0, & \text{антипараллельные спины} \end{cases}$$

$$\sigma_0 = 4\pi Q(W) \left\{ \left[1 - \frac{1}{2} \delta \left(1 - \frac{M^2}{W^2} + \frac{\mu^2}{W^2} \right) \right]^2 + \right. \\ \left. + \frac{q^2}{2M^2} [(1-\delta)^2 - \delta^2 \frac{M^2}{W^2}] \right\}. \quad (8)$$

Для $W = 2$ Гэв и $\delta = -\frac{1}{2}$ по формуле (8) получаем $\sigma_0 = 0,3 \cdot 10^{-32}$ см².

Мы не будем здесь делать подробных выводов для сечения в случае поляризованных A_1 -мезонов. Приведем лишь окончательное выражение для вектора поляризации \vec{S} A_1 -мезона в его системе покоя в общем случае для любых $\vec{\tau}_1$ и $\vec{\tau}_2$

$$\vec{S} \frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{W}{2M} Q(W) \left[1 - \frac{1}{2} \delta \left(1 - \frac{M^2}{W^2} + \frac{\mu^2}{W^2} \right) \right] \times \\ \times \left\{ \left[1 - \delta + (1+\delta) \frac{M^2}{W^2} \right] \left[\frac{2m}{W} \vec{\tau}_+ + (\vec{v} \vec{\tau}_+) \vec{v} \right] - \right. \\ \left. - \left[\left(1 - \frac{M}{W} \right)^2 - \frac{\mu^2}{W^2} \right] \left[1 - \delta \left(1 + \frac{M}{W} \right) \right] \left[\frac{2m}{W} (\vec{n} \vec{\tau}_+) + \cos \theta (\vec{v} \vec{\tau}_+) \right] \vec{n} \right\}, \quad (9)$$

где $\vec{\tau}_+ = \vec{\tau}_1 + \vec{\tau}_2$.

Мы видим, что в случае строго поперечной поляризации лептонов \vec{S} имеет значительную малость ($\sim \frac{m}{M}$). Эта малость отсутствует, если полный спин лептонов имеет продольную составляющую.

В заключение приведем выражения для $\vec{S} \frac{d\sigma}{d\Omega}$ в этих двух случаях для $W \gg M$

$$\vec{S} \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{m}{2M} Q(W) \mathcal{X} [(\vec{n} \vec{\tau}_+) \vec{n} - \vec{\tau}_+],$$

$$\vec{S} \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{W}{4M} Q(W) \mathcal{X} (\vec{v} \vec{\tau}_+) (\vec{n} \cos \theta - \vec{v}), \quad (10)$$

где

$$\mathcal{X} = (1-\delta)(2-\delta).$$

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H.J.Schnitzer, S.Weinberg, Phys. Rev., 164, 1828, 1967
2. J.Schwinger, Phys. Lett., 24B, 473, 1967
3. J.Wess, B.Zumino, Phys. Rev., 163, 1727, 1967
4. J.Schwinger, Phys. Rev. Lett., 19, 1154, 1967
5. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 41, 912, 1961.

Рукопись поступила 27 июня 1968г.

Заказ 194

ВФ 08280

Тираж 250

Множительно-копировальный сектор, Ереванского
физического института, Ереван 36, Маркаряна 2