Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 366—370 (1968)

ВЕРШИНА $A_1\rho\pi$ И ОБРАЗОВАНИЕ A_1-МЕЗОНА ВО ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

С. Г. МАТИНЯН, Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

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

1. Введение

В процессе $A_1 \to \rho\pi$ (также, как и в $\rho \to 2\pi$) π-мезоны не являются „мягкими", поэтому результаты алгебры токов, использующей соответствующее приближение, всегда вызывали 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

$$\Gamma_{\nu\lambda}(k,p) = F_\pi^{-1}\{-2m^2_\rho g_\nu - (g_{\nu\lambda}p^2 - p_\nu p_\lambda) + \\ +(g_{\nu\lambda}k^2 - k_\nu k_\lambda) + \delta\,[g_{\nu\lambda}(kq) - k_\nu q_\lambda]\}, \tag{1}$$

где $p\,(k)$ — 4-импульс $A_1\,(\rho)$-мезона, q — пиона, $\nu\,(\lambda)$ — поляризационный индекс $A_1\,(\rho)$-мезона, F_π ($= 175$ *Мэв*) — хорошо известная величина, связанная с амплитудой $\pi \to \mu\nu$-распада, δ — безразмерный параметр, который определяется в работе [1] из сравнения вычисленных ширин $\rho \to 2\pi$- и $A_1 \to \rho\pi$ — распадов с опытом. Опытные данные в настоящее время дают, что $-\dfrac{2}{3} \leqslant \delta \leqslant 0$.

Полностью аналогичное (1) 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 идею векторной доминантности, связывающей фотон с ρ^0-мезоном, мы можем получить эффективную вершину $A_1\gamma\pi$, которая фигурирует, например, в процессе $e^- + e^+ \to \pi^\pm + A_1^\mp$. 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 формфакторе 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 использования (1) в качестве вершинной функции $A_1^{\pm}\rho^{\circ}\pi^{\mp}$.

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:

$$\frac{e}{2\gamma_\rho}\frac{m_\rho^2}{k^2+m_\rho^2}\in_\nu^{(A_1)}(p)\,\Gamma_{\nu\lambda}(k,p)\in_\lambda^{(\gamma)}(k), \tag{2}$$

где $\in_\nu^{(A_1)}(p)$ $(\in_\lambda^{(\gamma)}(k))$ — вектор поляризации A_1-мезона (γ-кванта), $\gamma_\rho^2/4\pi = 0{,}5$.

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]

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

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

$$p_\nu\in_\nu^{(A_1)}(p)=0.$$

Прежде чем перейти к подробному рассмотрению процесса рождения A_1-мезона во встречных пучках, целесообразно привести выражение для ширины распада $A_1^{\pm}\to\pi^{\pm}\gamma$ (распад $A_1^0\to\pi^0\gamma$ C-неинвариантен), следующее из (2) и (1),

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

где $\alpha=\dfrac{1}{137}$. Это дает

$$\Gamma_\gamma = 0{,}5\,\delta^2\ \textit{Мэв}.$$

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

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

Используя (1) и (2), для матричного элемента процесса $e^-e^+\to\pi^{\pm}A_1^{\mp}$ в однофотонном приближении будем иметь

$$M=i(2\pi)^4\frac{e^2}{k^2}\frac{m}{(4k_{10}k_{20}p_0q_0)^{1/2}}[\vec{v}(-k_2)\gamma_\mu u(\vec{k}_1)]\frac{m_\rho^2}{2\gamma_\rho}\frac{1}{k^2+m_\rho^2}\times$$

$$\times\frac{1}{F_\pi}\{[k^2-\delta(kq)]\,g_{\mu\nu}+\delta q_\mu k_\nu\}\in_\nu^{(A_1)*}(p)\,\delta^{(4)}(k_1+k_2-p-q), \tag{4}$$

где $k_{1,2}$— 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 $\vec{\zeta_i}$ $(i=1,2)$ 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. ц. м.)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=Q(W)\left\{\left[1-\frac{1}{2}\delta\left(1-\frac{M^2}{W^2}+\frac{\mu^2}{W^2}\right)\right]^2[1+(\vec{v}\vec{\zeta_1})(\vec{v}\vec{\zeta_2})]+\right.$$
$$+\frac{\vec{q}^2}{2M^2}\left[(1-\delta)^2-\delta^2\frac{M^2}{W^2}\right]\left(\left(\sin^2\theta+\frac{4m^2}{W^2}\cos^2\theta\right)(1+\vec{\zeta_1}\vec{\zeta_2})-\right.$$
$$\left.\left.-2\,[(\vec{n}\vec{\zeta_1})-\cos\theta\,(\vec{v}\vec{\zeta_1})][(\vec{n}\vec{\zeta_2})-\cos\theta\,(\vec{v}\vec{\zeta_2})]\right)\right\}, \qquad (5)$$

где
$$Q(W)=\frac{\alpha^2}{8\gamma_\rho^2F_\pi^2\left(\dfrac{W^2}{m_\rho^2}-1\right)^2}\frac{|\vec{q}|}{W}.$$

В наиболее интересном случае поперечных поляризаций лептонов $(\vec{v}\vec{\zeta_i}=0)$, когда $\vec{\zeta_1}$ и $\vec{\zeta_2}$ параллельны или антипараллельны $(\vec{\zeta_1}\vec{\zeta_2}=\pm\vec{\zeta_1}\vec{\zeta_2})$, имеем

$$\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega}=Q(W)\left\{\left[1-\frac{1}{2}\delta\left(1-\frac{M^2}{W^2}+\frac{\mu^2}{W^2}\right)\right]^2+\right. \qquad (6)$$
$$\left.+\frac{\vec{q}^2}{2M^2}\left[(1-\delta)^2-\delta^2\frac{M^2}{W^2}\right]\left[\sin^2\theta\,(1\pm\zeta_1\zeta_2\cos 2\gamma)+\frac{4m^2}{W^2}\cos^2\theta\,(1\pm\zeta_1\zeta_2)\right]\right\},$$

где γ — угол между плоскостью реакции и плоскостью орбиты. Отсюда следует, что в случае полных антипараллельных поперечных поляризаций лептонов при $\gamma=0$, т. е. когда $\vec{\zeta_i}$ нормальны к плоскости реакции, $\dfrac{d\sigma_\perp}{d\Omega}$ не зависит от θ.

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

Для продольно поляризованных e^- и e^+ получаем

$$d\sigma_\parallel=(1\pm\zeta_1\zeta_2)\,d\sigma_0, \qquad (7)$$

где $d\sigma_0$ — сечение с неполяризованными лептонами. В выражении (7) верхний знак соответствует параллельным $\vec{\zeta_i}$, а нижний—антипараллельным. Как и следовало ожидать [5], в случае $\zeta_1=\zeta_2=1$

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

Приведем выражение сечения, просуммированного по спинам и проинтегрированного по углам:

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

$$\left. + \frac{q^2}{3M^2} \left[(1-\delta)^2 - \delta^2 \frac{M^2}{W^2} \right] \right\}. \tag{8}$$

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

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 общем случае для любых $\vec{\zeta}_1$ и $\vec{\zeta}_2$:

$$\vec{s} \frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{W}{2M} Q(W) \left[1 - \frac{1}{2} \delta \left(1 - \frac{M^2}{W^2} + \frac{\mu^2}{W^2} \right) \right] \times$$

$$\times \left\{ \left[1 - \delta + (1+\delta) \frac{M^2}{W^2} \right] \left[\frac{2m}{W} \vec{\zeta}_+ + (\vec{v}\vec{\zeta}_+) \vec{v} \right] - \right. \tag{9}$$

$$\left. - \left[\left(1 - \frac{M}{W} \right)^2 - \frac{\mu^2}{W^2} \right] \left[1 - \delta \left(1 + \frac{M}{W} \right) \right] \left[\frac{2m}{W} (\vec{n}\vec{\zeta}_+) + \cos\theta \, (\vec{v}\vec{\zeta}_+) \right] \vec{n} \right\},$$

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

Мы видим, что в случае строго поперечной поляризации лептонов $\vec{s}$ имеет значительную малость $\left(\sim \frac{m}{M} \right)$. 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 $W \gg M$:

$$\vec{s} \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{m}{2M} Q(W) \varkappa [(\vec{n}\vec{\zeta}_+) \vec{n} - \vec{\zeta}_+],$$

$$\vec{s} \frac{d\sigma}{d\Omega} \approx \frac{W}{4M} Q(W) \varkappa (\vec{v}\vec{\zeta}_+)(\cos\theta \, \vec{n} - \vec{v}), \tag{10}$$

где

$$\varkappa = (1-\delta)(2-\delta).$$

Ереванский физический институт

Поступила 24.III.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. *H. J. Schnitzer, S. Weinberg*. Phys. Rev., 164, 1828 (1967).
2. *J. Schwinger*, Phys. Lett., 24 B, 473 (1967).
3. *J. Wess, B. Zumino*. Phys. Rev., 163, 1727 (1967).
4. *J. Schwinger*, Phys. Rev. Lett., 11, 1154 (1967).
5. *Я. Б. Зельдович*. ЖЭТФ, 41, 912 (1961).

$A_1\rho\pi$-ԳԱԳԱԹԸ և A_1-ՄԵԶՈՆԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՑ ՓՆՋԵՐՈՒՄ

Ս. Հ. ՄԱՏԻՆՅԱՆ, Յու. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Ուորդի նույնությունների և կոմուտացիոն առնչությունների օգտագործմամբ մի շարք աշխատություններում [1—3] ստացված է $A_1\rho\pi$ գագաթի արտահայտությունը ընդհանուր դեպքում, երբ մասնիկներից ոչ մեկը չի գտնվում զանգվածային մակերևույթի վրա։ Այդ արտահայտության և վեկտորական գերակշռության մոդելի հիման վրա աշխատանքում բերված է $A_1\gamma\pi$ էֆեկտիվ գագաթը, որի օգնությամբ հաշված են A_1- մեզոնի ճառագայթային տրոհման լայնությունը և $e^- + e^+ \rightarrow A_1 + \pi$ պրոցեսի կտրվածքը բևեռացած լեպտոնների դեպքում, ինչպես նաև նշված ռեակցիայում առաջացող A_1- մեզոնի բևեռացումը։

$A_1\rho\pi$-VERTEX AND PRODUCTION OF A_1-MESON IN COLLIDING BEAMS

S. G. MATINIAN AND YU. G. SHAKHNAZARIAN

The production 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.