Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 329 – 332 *20 сентября 1970 г.*

О ПРОВЕРКЕ ВЕКТОРНОЙ ДОМИНАНТНОСТИ

Р.М.Рындин

При сопоставлении следствий гипотезы векторной доминантности с экспериментальными данными возникает вопрос о выборе системы координат [1, 2], связанный с тем, что векторный мезон наряду с поперечными компонентами поляризации обладает, в отличие от фотона, и продольной поляризацией. Кроме того, имеет место вопрос о законности предположения о независимости адронных амплитуд от массы векторной частицы. Ниже мы рассмотрим реакции типа $0 + 0 \to 0 + 1$, в которых при неизменной внутренней четности ($I_i = I_f$, I_i и I_f – внутренние четности начального и конечного состояний) векторная частица независимо от значения массы обладает лишь поперечной поляризацией [3 –5] и в этом смысле "фотоподобна". В реакциях этого типа можно как сформулировать следствия векторной доминантности явно ковариантным образом, так и попытаться выяснить вопрос о независимости адронной амплитуды (или ее зависимости) от квадрата массы векторной частицы. Простейшим примером являются реакции, вызываемые изовекторным фотоном и связанные с ними реакции с $\rho^{\pm}$-мезонами [6]:

$$\gamma + \mathrm{He} \to \mathrm{He} + \pi^0, \qquad \pi^{\pm} + \mathrm{He} \to \rho^{\pm} + \mathrm{He}, \qquad e + \mathrm{He} \to e + \mathrm{He} + \pi^0 .$$

Убедиться в поперечности поляризации участвующей в реакции $0 + 0 \rightleftarrows 0 + 1$ векторной частицы с отличной от нуля массой можно проще всего с помощью правила отбора [7]:

$$I_i\,(-1)^{S_i} = I_f(-1)^{S_f},$$

где S_i и S_f – суммарные проекции спинов начальных и конечных частиц на нормаль к плоскости реакции. Если $I_i = I_f$, $S_i = 0$, $S_f = s_v$, то рождающийся векторный мезон обладает проекцией спина $s_v = 0$, и следовательно, его вектор поляризации направлен по нормали к плоскости реакции. Таким образом, векторная частица рождается в чистом спиновом состоянии, а ее нормированная матрица плотности определена однозначно и не зависит от динамики столкновения.

В соответствии с гипотезой векторной доминантности матричный элемент изовекторной части электромагнитного тока j^3_μ связан с матричным элементом тока j^ρ_μ, соответственного за излучение нейтрального ρ-мезона, соотношением

$$(\pi\mathrm{He}\,|\,j^3_\mu\,|\,\mathrm{He}) = \frac{e\,m_\rho^2}{f_\rho}\,\frac{1}{k^2 + m_\rho^2}\,(\pi\mathrm{He}\,|\,j^\rho_\mu\,|\,\mathrm{He}), \qquad (1)$$

где k – импульс ρ-мезона, равный импульсу фотона (виртуального или реального). Благодаря псевдоскалярности π-мезона, матричный элемент тока

$(\pi\mathrm{He}\,|\,j^{\rho}_{\mu}\,|\,\mathrm{He})$ (или электромагнитного тока $(\pi\mathrm{He}\,|\,j^{3}_{\mu}\,|\,\mathrm{He}))$ является псевдовектором и имеет вид:

$$(\pi\mathrm{He}\,|\,j^{\rho}_{\mu}\,|\,\mathrm{He}) = a(k^2)\,n_{\mu}, \tag{2}$$

где $n_{\mu} = i\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}k_{\nu}p_{\rho}p'_{\sigma} = i\,\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}q_{\nu}p_{\rho}p'_{\sigma}$ – единственный псевдовектор, который можно построить из векторов задачи – начального p и конечного p' импульсов гелия и импульса π-мезона q. Амплитуда $a(k^2)$, свободная от кинематических сингулярностей [8, 9], является функцией k^2 и двух невыписанных явно инвариантных переменных, например, $s = -(k+p)^2 = -(q+p')^2$ и $t = -(p-p')^2 = -(q-k)^2$.

Сечение фоторождения π^0-мезона имеет в этих обозначениях вид:

$$\frac{d\sigma(\gamma\to\pi^0)}{dt} = \frac{1}{32\pi(s-M^2)^2}\,\frac{a}{(f^2_{\rho}/4\pi)}\,|a(0)|^2\,\frac{1}{4}\{s\,t\,u - tM^2(M^2-\mu^2) - M^2\mu^4\}. \tag{3}$$

Сечение фоторождения линейно поляризованными γ-квантами равно:

$$\frac{d\sigma_{\text{пол}}}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}\,(1 - P_{\gamma}\cos 2\phi)\,, \tag{4}$$

и не дает новой информации (P_{γ} – степень линейной поляризации, ϕ – угол между плоскостью реакции и плоскостью поляризации.)

Сечение рождения $\rho^{\pm}$-мезона, если воспользоваться изотопической инвариантностью и инвариантностью при обращении времени можно записать следующим образом:

$$\frac{d\sigma(\pi\to\rho)}{dt} = \frac{1}{16\pi}\,\frac{|a(-m^2_{\rho})|}{s^2 - 2s(M^2+\mu^2) + (M^2-\mu^2)^2}\times$$

$$\times\frac{1}{4}\{s\,t\,u - t(M^2-m^2_{\rho})(M^2-\mu^2) - M^2(m^2_{\rho}-\mu^2)^2\}. \tag{5}$$

Очевидно, что сечения (3) и (5) обращаются в нуль в случае рождения под нулевым углом.

Так как вектор поляризации рождающегося ρ-мезона направлен по нормали к плоскости реакции, угловое распределение π-мезонов распада определяется однозначно и имеет вид:

$$I(\theta) = \frac{3}{4\pi}\cos^2\theta,$$

где θ — угол вылета π-мезона по отношению к нормали. Этот факт может способствовать отделению π-мезонов от распада $\rho \to \pi\pi$ от фоновых π-мезонов.

Наконец, для сечения электророждения π^0-мезонов в однофотонном приближении, пренебрегая массой электрона, имеем

$$\frac{d^3\sigma(e \to e+\pi)}{ds\,dt\,dk^2} = \frac{1}{16}\left(\frac{\alpha}{2\pi}\right)^2 \left[\frac{f_\rho^2}{4\pi}\right]^{-1} \frac{1}{(s_0 - M^2)^2}\,\frac{m_\rho^4}{k^2(k^2+m_\rho^2)^2} \times$$

$$\times \frac{[1+\epsilon(1-\epsilon)^{-1}]\,|a(k^2)|^2}{[s^2 - 2s(M^2-k^2) + (M^2+k^2)^2]^{1/2}}\,\frac{1}{4}\,\{stu - t(M^2+k^2)(M^2-\mu^2) - M^2(k^2+\mu^2)^2\} \qquad (6)$$

Здесь $\epsilon(1-\epsilon)^{-1} = 2[(s_0 - s)(s_0 - M^2) - s_0 k^2][s^2 - 2s(M^2-k^2) + (M^2+k^2)^2]^{-1}$, ϵ — обычная степень поперечной линейной поляризации виртуального фотона [10], $s_0 = -(k_i+p)^2$, $k^2 = (k_i - k_f)^2$, $s+t+u = 2M^2+\mu^2-k^2$, а k_i и k_f — импульсы начального и конечного электронов.

То, что указанные процессы описываются единственной амплитудой $a(k^2)$, и изучение реакций с линейно поляризованными фотонами не дает новой информации, несколько обедняет возможности проверки гипотезы векторной доминантности в предположении о независимости амплитуды от k^2. Полученное в результате измерения сечений (3) и (5) значение константы $f_\rho^2/4\pi$ может быть лишь сопоставлено с ее значением, извлеченным из других данных, и использовано для предсказания сечения (6). Если же отказаться от независимости амплитуды от k^2, то можно попытаться согласовать значения сечений (3), (5) и (6), аппроксимируя $a(k^2)$ какой-либо простейшей зависимостью, например, $a(k^2) = a_0 + a_1 k^2$. Или же измеряя $|a(k^2)|^2$ при пространственно подобных k^2 и $k^2 = 0$, можно при достаточной статистике пытаться экстраполировать эти данные к точке $k^2 = -m_\rho^2$, аналогично тому как это делается при определении сечения $\pi\pi$-рассеяния. Наконец, остается вопрос о том, функцией каких переменных (s и t или $\nu = kp/M$ и t), кроме k^2, следует считать $a(k^2)$ (переход от s к ν вводит дополнительную зависимость от k^2, так как $s = M^2 - k^2 - 2M\nu$).

Автор благодарен Я.И.Азимову, А.М.Балдину, Б.Г.Герестецкому, А.Бяласу, С.Г.Герасимову, Б.Н.Грибову, Б.Н.Огиевецкому, Л.Б.Окунь и Я.А.Смородинскому за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 августа 1970 г.

Литература

[1] A.Bialas, K.Zalewski. Phys. Lett., 28B, 436, 1969; H.Fraas, D.Schieldknecht. Nucl. Phys., B6, 395, 1968.

[2] J.J.Sakurai. Proc. of the 4th Intern. Symp. on Electron and photon Interactions at High Energy, Liverpool, 1969.

[3] F.Jacobsohn, L.M.Hyndin. Nucl. Phys., 24, 505, 1961,
[4] J.Werle. Phys. Lett., 1, 233, 1962.
[5] N.Cabibbo. Phys. Rev. Lett., 7, 386, 1961.
[6] A.Kar, V.Weisskopf et al. Phys. Rev. Lett., 20, 1261, 1968.
[7] A.Bohr. Nucl. Phys., 10, 486, 1959,
[8] H.F.Jones, M.D.Scadron. Phys. Rev., 173, 1734, 1968.
[9] A.C.Hearn. Nuovo Cim., 21, 333, 1961.
[10] C.W.Akerlof et al. Phys. Rev. Lett., 14, 1036, 1965.