ОБРАЗОВАНИЕ РЕЗОНАНСОВ В π^+p – СТОЛКНОВЕНИЯХ И ПОЛЮСА РЕДЖЕ

А.Б.Кайдалов, Б.М.Карнаков

В данной работе рассматривается изменение с энергией элементов поляризационных матриц плотности резонансов, рождающихся в π^+p–столкновениях в реакциях:

$$\pi^+ + p \to \omega^\circ + N_{33}^{*++} \quad (1) \qquad \pi^+ + p \to \rho^\circ + N_{33}^{*++} \quad (1''),$$
$$\pi^+ + p \to \pi^\circ + N_{33}^{*++} \quad (1') \qquad \pi^+ + p \to \rho^+ + p \quad (1''')$$

и сечения этих реакций при различных энергиях на основе гипотезы нескольких полюсов Редже. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными при импульсах пиона 4 и 8 *Гэв/с* [1–5].

Сделанные предположения и метод расчета изложены на примере реакции [1]. Для других реакций приведены окончательные результаты.

Согласно работе [6] элементы поляризационной матрицы плотности ω°-мезона в системе его покоя при определенном выборе осей координ-

Таблица

Реакция	Резонанс	$\rho_{\lambda\mu}$ σ (мб)	$P_\pi = 4$ Гэв/с Эксперим. значение [1]	$P_\pi = 4$ Гэв/с Данная работа	$P_\pi = 8$ Гэв/с Эксперим. значение [1]	$P_\pi = 8$ Гэв/с Данная работа
1	N^{*++}_{33}	ρ_{33}	0,15±0,04	0,15	0,24±0,08	0,22
		Re ρ_{31}	−0,05±0,04	≈ 0	−0,113±0,083	≈ 0
		Re ρ_{3-1}	0,04±0,04	0,087	0,017±0,085	0,127
	ω°	ρ_{00}	0,47±0,06	0,46	0,26±0,10	0,31
		ρ_{1-1}	0,13±0,05	0,13	0,17±0,08	0,24
		Re ρ_{10}	−0,10±0,03	−0,10	−0,03±0,06	−0,07
		σ	0,30±0,06[3]	0,30	0,10±0,012[2]	0,11
1′	N^{*++}_{33}	ρ_{33}	0,40±0,06	0,375	0,22±0,06	0,375
		Re ρ_{31}	−0,03±0,07	≈0	0,066±0,057	≈ 0
		Re ρ_{3-1}	0,21±0,08	0,22	0,132±0,067	0,22
		σ	0,29 [4]	0,21	0,11±0,01[2]	0,11
		σ (3,5)	0,20±0,04[11]	0,23	—	—
1′′	N^{*++}_{33}	ρ_{33}	0,08±0,03	0,08	0,05±0,03	0,05
		Re ρ_{3-1}	0,01±0,03	≈ 0	0,015±0,028	≈ 0
		Re ρ_{31}	−0,01±0,03	−0,01	−0,076±0,033	−0,01
	ρ°	ρ_{00}	0,77±0,04	0,78	0,77±0,04	0,84
		ρ_{1-1}	−0,04±0,03	−0,04	−0,035±0,024	−0,01
		Re ρ_{10}	−0,06±0,03	−0,06	−0,119±0,025	−0,05
		σ	0,60±0,18[5]	0,95	0,43±0,04[2]	0,40
1′′′	ρ^{+}	ρ_{00}	0,70±0,08	0,70	0,54±0,07	a) 0,54 b) 0,56
		ρ_{1-1}	0,17±0,08	a) 0,15 b) 0,10	0,075±0,062	a) 0,23 b) 0,18
		Re ρ_{10}	−0,07±0,07	−0,07	−0,08±0,05	a) −0,05 b) −0,06
		σ	0,34 [4]	0,34	0,12±0,04 [2]	a) 0,11 b) 0,105

нат [6] после суммирования и усреднения по спиновым состояниям других частиц имеют вид:

$$\rho^{\omega}_{\lambda\mu}(s,t) = N^{-1} \sum_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N} F_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N,\,\lambda}(s,t)\; F^*_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N,\,\mu}(s,t), \tag{2}$$

где N – нормировочный множитель $(\sum_{\lambda} \rho^{\omega}_{\lambda\lambda} = 1)$, равный $N = 32\pi s^2 d\sigma/$ $/dt$, а $F_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N,\lambda}(s,t)$ – спиральные амплитуды t-канала, продолженные в физическую область s-канала. С учетом факторизации амплитуд они могут быть представлены асимптотически при $s \gg m^2$ как сумма вкладов различных полюсов Редже:

$$F_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N,\lambda}(s,t) = \sum_i \xi_i(t)\, M^i_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N}(t)\, M^i_{\lambda}(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{a_i(t)}, \tag{3}$$

где i – номер полюса, $\xi_i(t)$ – сигнатурный фактор. Аналогичную структуру имеет поляризационная матрица плотности изобары.

В реакции [1] кроме ρ-мезонного полюса с $a_\rho(0) \approx 0{,}55$ [7] учитывается вклад от траектории эксиальновекторного B-мезона с $a_B(0) \approx 0$ [8].

Структура $\pi\omega$-мезонной вершины в общем случае для этих полюсов следующая:

$$M^{\rho}_{\lambda}(t) = a_{1\rho}(t)(\delta_{\lambda,1} + \delta_{\lambda,-1}), \quad M^{B}_{\lambda}(t) = b_{1B}(t)\delta_{\lambda,0} + c_{1B}(t)(\delta_{\lambda,1} - \delta_{\lambda,-1}). \tag{4}$$

Вершину $M^{\rho}_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N}(t)$ представим в виде:

$$M^{\rho}_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N}(t) = a_{2\rho}(t)\,(\sqrt{3}\,\delta_{\lambda_{\bar N^*},\,3\lambda_N} + \delta_{\lambda_{\bar N^*},\,-\lambda_N}), \tag{5}$$

что соответствует модели Стодольского-Сакураи [9].

Вершину $M^{B}_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N}(t)$ выберем в виде:

$$M^{B}_{\lambda_{\bar N^*}\lambda_N}(t) = \{b_{2B}(t)\,\delta_{\lambda_{\bar N^*},\,\lambda_N} + c_{2B}(t)(-1)^{1/2+\lambda_N}\,\delta_{\lambda_{\bar N^*},\,-\lambda_N}\}. \tag{6}$$

Из выражений [2–6] получаем, что элементы поляризационных матриц плотности ω^0-мезона и изобары, усредненные по t, могут быть записаны следующим образом:

$$\bar\rho^{\omega}_{00} = \frac{2}{\bar N}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_B(0)} g_0; \quad \bar\rho^{\omega}_{11} = \frac{8}{\bar N}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_\rho(0)} g_1 + \frac{2}{\bar N}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_B(0)} g_2;$$

$$\bar\rho^{\omega}_{1-1} = \frac{8}{\bar N}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_\rho(0)} g_1 - \frac{2}{\bar N}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_B(0)} g_2; \quad \bar\rho^{N^*}_{33} = \frac{6}{\bar N}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_\rho(0)} g_1;$$

$$\bar{\rho}_{11}^{N^*} = \frac{2}{\bar{N}}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_\rho(0)} g_1 + \frac{2}{\bar{N}}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_B(0)} g_2 + \frac{1}{\bar{N}}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_B(0)} g_0; \quad (7)$$

$$\bar{\rho}_{31}^{N^*} \approx 0; \quad \bar{\rho}_{3-1}^{N^*} = \frac{2\sqrt{3}}{\bar{N}}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{2a_\rho(0)} g_1 ,$$

где $\bar{N} = 32\pi s^2 \sigma(s)$, а величины g_0, g_1, g_2 даются интегралами типа

$$g_1 = \int_{t_0}^{-|t|_{min}} |\xi_\rho(t)|^2 \, a_{1\rho}^2(t)\, a_{2\rho}^2(t) \exp\{2a_\rho^1(o)\, t \ln(\frac{s}{s_0})\}\, dt, \quad (8)$$

g_i являются функциями $\ln(s/s_0)$. Мы предполагаем, что при переходе от $p_\pi = 4$ к $8\ Гэв/с$ можно пренебречь изменением g_i , т.е. более существенной является степенная зависимость от s в элементах поляризационных матриц плотности. При этом предположении получаем дополнительное соотношение $\bar{\rho}_{10}^{\omega}(s)/\bar{\rho}_{10}^{\omega}(s_0) = \bar{\rho}_{00}^{\omega}(s)/\bar{\rho}_{00}^{\omega}(s_0)$. Определяя величины g_i по экспериментальным данным при $p_\pi = 4\ Гэв/с$, можно найти $\rho_{\lambda\mu}^{i}$ и сечение реакции при $p_\pi = 8\ Гэв/с$. Результаты расчета представлены в таблице (подчеркнутые величины служили для определения параметров).

В реакции [1'] учитывается вклад ρ-мезонной траектории. Аналогичное рассмотрение проведено в работе [10]. Важно отметить, что в рамках данной модели элементы $\rho_{\lambda\mu}^{N^*}$ не должны зависеть от s. Приведенные в таблице значения $\rho_{\lambda\mu}^{N^*}$ для реакции [1'] хорошо согласуются с экспериментальными данными при импульсе пиона $p_\pi = 3{,}54\ Гэв/с$ [11].

Экспериментальные данные о реакции [1''] удовлетворительно описываются при учете π- и A_2- мезонных полюсов Редже. Вклад π-мезона составляет~90% при $p_\pi = 4\ Гэв/с$. Медленное спадание сечения с энергией связано с существенным уменьшением значения $|t|_{min}$ при переходе от $p_\pi = 4$ к $8\ Гэв/с$.

В реакцию [1'''] вносят вклад π-, A_2-, ϕ- и ω-мезонные полюса. При расчетах было положено для простоты $a_{A_2}(o) = a_\phi(o) = a_\omega(o) = 0{,}5$ и приводятся два решения, отвечающие различному выбору элемента $\bar{\rho}_{1-1}$ при импульсе пиона $p_\pi = 4\ Гэв/с$.

Авторы благодарны Ю.П.Никитину и К.А.Тер-Мартиросяну за обсуждение.

Поступило в редакцию
21 февраля 1967 г.

Литература

[1] F.Crijns, M.Deutschmann, P.Schmitz et. al. Phys. Lett., 22, 533,1966.
[2] M.Deutschmann, D.Kropp, R.Schulte, et. al. Phys. Lett., 19, 608,1965.

[3] M.Aderholz, L.Bondár, W.Brauneck et. al. Proc. of the Sienna Int. Conf. on Elementary Particles, 1, 75, 1963.
[4] M.Aderholz, J.Bartsch, L.Bondár et. al. Nuovo Cim., 34, 495, 1964.
[5] M.Aderholz, L.Bondár, M.Deutschmann et. al. Nuovo Cim., 35, 659, 1965.
[6] K.Gottfried, J.D.Jackson. Nuovo Cim., 33, 309, 1964.
[7] К.А.Тер-Мартиросян. ЯФ; 4, 1067, 1966.
[8] M.Barmawi. Phys. Rev. Lett., 16, 595, 1966.
[9] L.Stodolsky, J.J.Sakurai. Phys. Rev. Lett., 11, 90, 1963.
[10] D.P.Roy. Nuovo Cim., 40, A513, 1965.
[11] M.Abolins, D.D.Carmony, Duong-N Hoa et. al. Phys. Rev., 136, B195, 1963.

К ВОПРОСУ ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ И ОБНАРУЖЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В.Б.Брагинский, М.Е.Герценштейн

Недавно вновь был поднят вопрос об эффективности генерации гравитационных волн электромагнитным полем [1] . Источником гравитационных волн является в [1] тензор энергии -импульса, квадратичный по электромагнитному полю. Математически эта задача эквивалентна преобразованию света в квадратичной нелинейной среде и к ней применимы все выводы нелинейной оптики [2,3]. Для эффективного преобразования необходимо выполнение условий синхронизма и поляризационных соотношений во всем пространстве взаимодействия. В [1] эти условия не выполнены, и поэтому полученный коэффициент преобразования η_w на много порядков ниже синхронного η_0.

Условие синхронизма выполняется при движении электромагнитной волны в постоянном магнитном поле H_0 (волновой резонанс [4]). Для коэффициентов преобразования с точностью до множителя порядка единицы имеем:

$$\eta_w \approx \frac{\gamma}{c^5}\,\frac{H_\sim^2 V}{T_w},\ [1] \tag{1}$$

$$\eta_0 \approx \frac{\gamma}{c^4} H_0^2 L^2 = \frac{\gamma H_0^2\, T_0^2}{c^2};\ T_0 = \frac{L}{c}, [4] \tag{2}$$

где γ – гравитационная постоянная, $H_\sim$ – поле электромагнитной волны, V – объем, занимаемый волной, T_w – длительность импульса волны, T_0 – время взаимодействия.