*Краткие сообщения по физике № 11 ноябрь 1970*

# ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ АМПЛИТУД $\Sigma\Sigma$- РАССЕЯНИЯ

А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков

В настоящей работе правила сумм (п.с.), получающиеся путем приравнивания двух дисперсионных соотношений (д.с.), записанных для одной и той же амплитуды при различных фиксированных переменных, строятся для амплитуд $\Sigma\Sigma$- рассеяния с целью определения мезон- $\Sigma$- гиперонных констант связи (к.с.). Такого типа правила сумм ранее были рассмотрены в работах[1,2] для амплитуд $NN$ - и $\Xi\Xi$- рассеяния. Большинство из вышеупомянутых к. с. неизвестно. Для более полного разрешения полученных уравнений так же, как и в работе[2], привлекаются соотношения векторной доминантности для электромагнитных формфакторов соответствующего бариона. Правила сумм насыщаются $\pi$, $\eta$, $\sigma$, $\rho$, $\omega$, $\varphi$, $f$, $f'$, $A_2$, $A_1$ и $B$ - мезонами. Совместное рассмотрение правил сумм и соотношений векторной доминантности для электромагнитных формфакторов $\Sigma$- гиперона позволяет определить константы связи $\pi$, $\eta$, $f$, $f'$, $A_2$, $A_1$ и $B$ - мезонов с $\Sigma$- - гипероном, а константы связи $\omega$, $\varphi_-$ и $\sigma$ - мезонов выражаются через один неизвестный параметр. Кроме того из вышеупомянутых правил сумм получается массовое соотношение $\mu_B^2 \simeq m_\Sigma^2 * \mu_{A_1}^2$, находящееся в неплохом согласии с экспериментом.

Кинематика $\Sigma\Sigma$- рассеяния отличается от кинематики $NN$ - рассеяния[3] только изотопической структурой.

Учитывая это различие, нетрудно получить из правил сумм для комбинаций амплитуд $F_1(s,u,t)$ $\Sigma\Sigma$- рассеяния следующие соотношения для к.с. нестранных мезонов с $\Sigma$- гипероном:

$$g_\rho^2 - \frac{\mu_\rho^2}{m^2} f_\rho^2 - (0{,}3g_{1A_2}^2 + 0{,}5g_{2A_2}^2 + g_{1A_2}g_{2A_2}) + g_{A_1}^2 \simeq 0, \tag{1}$$

$$g_\rho^2 - 4g_\rho f_\rho + 4f_\rho^2 - g_\pi^2 - 0{,}3g_{2A_2}^2 + (1 - 4m^2/\mu_{A_1}^2)g_{A_1}^2 + \left[(4m^2 - \mu_B^2)/m^2\right]g_B^2 \simeq 0, \tag{2}$$

$$g_\omega^2 + g_\varphi^2 - (\mu_\omega^2/m^2)f_\omega^2 - (\mu_\varphi^2/m^2)f_\varphi^2 - g_\sigma^2 - (0{,}3g_{1f}^2 + 0{,}5g_{2f}^2 + g_{1f}g_{2f} + 0{,}24g_{1f'}^2 + 0{,}5g_{2f'}^2 + 0{,}8g_{1f'}g_{2f'}) \simeq 0, \tag{3}$$

$$g_\omega^2 + g_\varphi^2 - 4g_\omega f_\omega - 4g_\varphi f_\varphi + 4f_\omega^2 + 4f_\varphi^2 - g_\eta^2 - 0{,}3g_{2f}^2 - 0{,}3g_{2f'}^2 \simeq 0, \tag{4}$$

$$0{,}5g_{2f}^2 + 0{,}25g_{2f'}^2 + 0{,}4g_{2A_2}^2 - 2(2 - 4m^2/\mu_{A_1}^2)g_{A_1}^2 - (8m^2 - 4\mu_B^2)g_B^2/m^2 \simeq 0, \tag{5}$$

$$0{,}4g_{2A_2}^2 - 2(2 - 4m^2/\mu_{A_1}^2)g_{A_1}^2 - (8m^2 - 4\mu_B^2)g_B^2/m^2 \simeq 0, \tag{6}$$

$$0{,}5(g_{2f}^2 + g_{2f'}^2) - 0{,}8g_{2A_2}^2 - 2(4m^2/\mu_{A_1}^2)g_{A_1}^2 + 8g_B^2 \simeq 0, \tag{7}$$

$$0{,}85g_{2f}^2 + 0{,}65g_{2f'}^2 - 0{,}2g_{2A_2}^2 - 2g_{A_1}^2 + 2(\mu_B^2/m^2)g_B^2 \approx 0, \quad (8)$$

$$\frac{4m^2 - \mu_f^2}{2} g_{2f}^2 + \frac{4m^2 - \mu_{f'}^2}{2} g_{2f'}^2 \approx \frac{4m^2 - \mu_{A_2}^2}{2} g_{2A_2}^2 -$$

$$- \frac{4m^2}{\mu_{A_1}^2}(4m^2 - \mu_{A_1}^2)g_{A_1}^2, \quad (9)$$

$$2\mu_\rho^2 f_\rho^2 \approx (4m^2 + \mu_{A_2}^2)g_{2A_2}^2/2 + \mu_{A_2}^2 g_{1A_2} g_{2A_2} - 2\mu_B^2 g_B^2 -$$

$$- 4m^2(4m^2 - \mu_{A_1}^2)g_{A_1}^2/\mu_{A_1}^2, \quad (10)$$

где $g_i^2 \equiv g_{i\Sigma\Sigma}^2/4\pi$, а $g_{i\Sigma\Sigma}$ – к.с. $i$ -го мезона с $\Sigma$ – гипероном.

Уравнений (1) ÷ (10) недостаточно для определения всех входящих в них неизвестных констант связи. Поэтому так же, как и в работе[2], привлечем гипотезу векторной доминантности, которая в этом случае записывается для электромагнитных формфакторов $\Sigma$ – гиперона и дает дополнительно три уравнения

$$f_\rho = - (k_v/2)g_\rho, \quad (11)$$

$$g_\omega/\gamma_\omega + g_\varphi/\gamma_\varphi = 0, \quad (12)$$

$$2f_\omega/\gamma_\omega + 2f_\varphi/\gamma_\varphi = - k_s. \quad (13)$$

В (11–13) константы $\gamma_\omega, \gamma_\varphi$ определены так же, как и в[2], а $k_v$ и $k_s$ – изовекторный и, соответственно, изоскалярный аномальные магнитные моменты $\Sigma$ – гиперона. В дальнейших расчетах будем принимать для упомянутых констант SU(3) - симметрийные значения.

Из сравнения (5) и (6) вытекает

$$g^2_{2f} \approx 0, \qquad g^2_{2f'} \approx 0, \tag{14}$$

а из (6 ÷ 8) с учетом (14) получаются массовые соотношения, связывающие массы бозонов и барионов и находящиеся в неплохом согласии с экспериментом

$$\mu^2_B \approx m^2_\Sigma, \qquad \mu^2_{A_1} \approx m^2_\Sigma. \tag{15}$$

Учитывая (14) и (15), нетрудно получить из (1), (6 ÷ 9) и (10) следующие константы:

$$g^2_{A_1} \approx 0, \quad g^2_{2A_2} \approx 0, \quad g^2_B \approx 0, \tag{16}$$

$$g^2_{1A_2} \approx 2{,}4 g^2_\rho. \tag{17}$$

Принимая для $g^2_\rho$ значение $g^2_\rho \approx 2 - 2{,}4$, следующее из гипотезы $\rho$- мезонной универсальности, найдем из (17)

$$g^2_{1A_2} \approx 4{,}8 \div 5{,}7, \tag{18}$$

а из (2) с учетом (16) получим

$$g^2_\pi \approx 8 \div 9{,}6. \tag{19}$$

SU(3) - симметрия дает следующее соотношение между $\pi$- мезон - $\Sigma$ - гиперонной к.с. и к.с. $\pi$- мезона с нуклоном

$$g^2_{\pi\Sigma\Sigma} = 4(\alpha^P)^2 g^2_{\pi NN},$$

где $\alpha^P$ есть $F/(F + D)$ - отношение для октета псевдоскалярных мезонов. $\alpha^P$, соответствующее (19), равно

$$\alpha^P \approx 0,37 \div 0,4,$$

что неплохо согласуется со значением $\alpha^P$, найденным в[2].

Перейдем теперь к рассмотрению оставшихся неиспользованными уравнений (3-4), (12-13). Этих уравнений недостаточно для определения всех входящих в них неизвестных к.с. Пренебрежем в (3) вкладом $f$ и $f'$- мезонов. Оправданием этому может служить (14) и малость коэффициентов перед неизвестными константами $g^2_{1f}$, $g^2_{1f'}$. Учет этого вклада может изменить только константу $g^2_\sigma$. Введем обозначение

$$f_\omega = x f_\varphi \tag{20}$$

Из совместного рассмотрения (4), (12 - 14) и определения (20) нетрудно получить квадратное уравнение относительно константы $g_\varphi$

$$3g^2_\varphi - 4g_\varphi f_\varphi(\sqrt{2}\,x + 1) + 4f^2_\varphi(x^2 + 1) - g^2_\eta = 0. \tag{21}$$

Условие действительности $g_\varphi$, эквивалентное требованию неотрицательности дискриминанта уравнения (21), может быть представлено в виде

$$g^2_\eta \geq 8,45, \tag{22}$$

что соответствует $\alpha^P \leq 0,35$. Чтобы это $\alpha^P$ не слишком расходилось с вышенайденным, примем в (22) знак равенства. При этом корень уравнения (21) равен

$$g_\varphi \approx 1,7(\sqrt{2}\,x + 1)/(\sqrt{2} - x).$$

И, наконец, из (3) найдем $g^2_\sigma$ как функцию параметра $x$

$$g^2_\sigma \approx 14,3(x + 0,2)(x + 1,47)/(\sqrt{2} - x)^2$$

Таким образом, окончательно имеем следующий набор к.с. мезонов, дающих вклад в $\Sigma\bar{\Sigma}$- рассеяние, с $\Sigma$ - гипероном, который следует из совместного рассмотрения "бутстраповских" п.с. и соотношений векторной доминантности для электромагнитных формфакторов $\Sigma$ - гиперона:

$$g^2_{2f} \approx g^2_{2f'} \approx 0; \quad g^2_{\pi} \approx 8 \div 9{,}6; \quad g^2_{A_1} \approx 0; \quad g^2_{B} \approx 0;$$

$$g^2_{2A_2} \approx 0; \quad g^2_{1A_2} = 4{,}8 \div 5{,}7; \quad g^2_{\eta} \approx 8{,}5,$$

а оставшиеся к.с. все выражаются через один неизвестный параметр $x$

$$f_{\omega} = xf_{\varphi}, \quad f_{\varphi} \approx 2{,}52/(\sqrt{2} - x),$$

$$g_{\varphi} \approx 1{,}7(\sqrt{2}\,x + 1)/(\sqrt{2} - x),$$

$$g_{\omega} = \sqrt{2} g_{\varphi}, \quad g^2_{\sigma} \approx 14.3(x + 0{,}2)(x + 1{,}47)/(\sqrt{2} - x)^2.$$

При этом константа $g^2_{\rho}$ в согласии с $\rho$- мезонной универсальностью принималась равной $g^2_{\rho} \approx 2 \div 2{,}4$.

Авторы выражают свою благодарность А. М. Балдину, А. А. Комару и В. А. Петрунькину за обсуждение данной работы.

Поступила в редакцию
27 июля 1970 г.

## Литература

1. А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков. Препринт ФИАН № 161, 1969 г.
2. А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков. Препринт ФИАН № 19, 1970 г.
3. M. L. Goldberger, M. T. Grisaru, S. W. MacDowell, D. Y. Wong. Phys. Rev., 120, 2250 (1960).