

[A] 70-48

BIBLIOTHEQUE
C
23.06.70

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00062574

CERN

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

2470

ОРДЕНА ЛЕНИНА ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П.Н.ЛЕБЕДЕВА

Препринт № 48

А.Г.Григорьянц, Л.В Фильков

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ АМПЛИТУД $\Lambda\Lambda$ -РАССЕЯНИЯ

↓ Fil'kov L V GRIGOR'YANTS A G

Sum rules for $\Lambda\Lambda$ -scattering amplitudes.

Москва - 1970

SUM RULES FOR $\Lambda\Lambda$ - SCATTERING AMPLITUDES

L.V. Fil'kov A.G. Grigoryants

Abstract

Sum rules for $\Lambda\Lambda$ - scattering amplitudes have been derived. Jointly considering the sum rules and the relations of vector dominance for electromagnetic Λ - hyperon form-factors allows to determine the η - meson - Λ - hyperon coupling constant the ω , φ , σ - mesons - Λ - hyperon coupling constants being expressed through one unknown parameter.

А Н Н О Т А Ц И Я

Получены правила сумм для амплитуд $\Lambda\Lambda$ -рассеяния. Совместное рассмотрение этих правил сумм и соотношений векторной доминантности для электромагнитных формфакторов Λ -гиперона позволяет определить константу связи η -мезона с Λ -гипероном, а константы связи ω , φ и σ -мезонов выражаются через один неизвестный параметр.

В работах /1,2,3/ правила сумм (п.с), получающиеся путем приравнивания двух дисперсионных соотношений, написанных для одной и той же амплитуды исследуемого процесса при различных фиксированных переменных, строились для амплитуд $N\Lambda$, $\Sigma\Sigma$ и $\Sigma\Sigma$ -рассеяния. В настоящей работе такие п.с. записываются для амплитуд $\Lambda\Lambda$ -рассеяния с целью определения констант связи мезонов, дающих вклад в $\Lambda\bar{\Lambda}$ -рассеяния, с Λ -гипероном. П.с. насыщаются η , ω , φ , σ , f и f' -мезонами, а вкладом S -канала пренебрегается. Константы связи большинства из упомянутых мезонов с Λ -гипероном неизвестны. Для более полного разрешения уравнений, следующих из п.с., привлекается гипотеза векторной доминантности для электромагнитных формфакторов Λ -гиперона. Совместное рассмотрение п.с. и

соотношений векторной доминантности для электромагнитных факторов Λ -гиперона позволяет определить константу связи η - мезона с Λ -гипероном, а константы связи ω , φ и σ - мезонов выражаются через один неизвестный параметр.

Кинематика $\Lambda\Lambda$ -рассеяния отличается от кинематики NN -рассеяния /4/ только изотопической структурой. Изотопический спин Λ -гиперона равен нулю. Это сокращает число инвариантных амплитуд по сравнению с NN -рассеянием с десяти до пяти. Все остальные рассуждения относительно асимптотического поведения исследуемых амплитуд и выбора точки, в которой приравниваются два д.с., полностью совпадают с аналогичными рассуждениями в работах /1,2,3/. Следовательно, и в случае $\Lambda\Lambda$ -рассеяния тоже существует ряд амплитуд, допускающих написание п.с. Эти п.с. насыщаются η , σ , ω , φ , f и f' -мезонами а вкладом S -канала полностью пренебрегается. Лагранжианы взаимодействия указанных выше мезонов с Λ -гипероном и соответствующие одномезонные вклады в амплитуды, для которых записываются п.с., отличаются от соответствующих лагранжианов и одномезонных вкладов для NN -рассеяния только из-за различия в изотопической структуре этих процессов и масс нуклона и Λ -гиперона. Поэтому эти лагранжианы и одномезонные вклады здесь не выписываются.

Из п.с. для комбинаций амплитуд $\Lambda\Lambda$ -рассеяния нетрудно получить следующие соотношения для констант связи нестранных мезонов с Λ -гипероном ($g_i^2 \equiv g_{i\Lambda\Lambda}^2/4\pi$, где $g_{i\Lambda\Lambda}$ - кон-

станта связи i -го мезона с Λ -гипероном)

$$0,4 g_{2f}^2 \approx 0, \quad (1)$$

$$g_{\omega}^2 + g_{\psi}^2 - (M_{\omega}^2/m^2) f_{\omega}^2 - (M_{\psi}^2/m^2) f_{\psi}^2 - g_{\sigma}^2 - 0,3 g_{2f}^2 - \\ - 0,5 g_{2f}^2 - 0,9 g_{2f} g_{2f} - 0,2 g_{2f}^2 - 0,4 g_{2f}^2 - 0,7 g_{2f} g_{2f} \approx 0, \quad (2)$$

$$g_{\omega}^2 + g_{\psi}^2 - 4g_{\omega} f_{\omega} - 4g_{\psi} f_{\psi} + 4f_{\omega}^2 + 4f_{\psi}^2 - g_{\eta}^2 - 0,35 g_{2f}^2 - 0,3 g_{2f}^2 \approx 0, \quad (3)$$

$$\frac{M_{\omega}^2}{m^2} f_{\omega}^2 + \frac{M_{\psi}^2}{m^2} f_{\psi}^2 \approx \frac{4m^2 + M_{\psi}^2}{4m^2} g_{2f}^2 + \frac{M_{\psi}^2}{2m^2} g_{2f} g_{2f} + \\ + \frac{4m^2 + M_{\psi}^2}{4m^2} g_{2f}^2 + \frac{M_{\psi}^2}{2m^2} g_{2f} g_{2f}, \quad (4)$$

где m - масса Λ -гиперона. Уравнений (1-4) недостаточно для определения всех входящих в них неизвестных констант связи. Поэтому так же, как и в работах /2,3/, привлечем гипотезу векторной доминантности для электромагнитных формфакторов Λ -гиперона при $t = 0$, которая дает дополнительно два уравнения

$$\frac{g_{\omega}}{\gamma_{\omega}} + \frac{g_{\psi}}{\gamma_{\psi}} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{2f_{\omega}}{\gamma_{\omega}} + \frac{2f_{\psi}}{\gamma_{\psi}} = -K_{\Lambda}, \quad (6)$$

где K_{Λ} - аномальный магнитный момент Λ -гиперона, а γ_{ω} и γ_{ψ} -

константы связи ω и ψ -мезонов с фотоном, определенные так же, как и в /2,3/. Экспериментальное значение K_Λ согласуется с предсказаниями SU (3) симметрии /5/ и берется равным

$$K_\Lambda \approx -1,12. \quad (7)$$

Приступим теперь к разрешению уравнений (1-6). Уравнение (1), по-видимому, говорит о малости константы связи g_{2f}^2 (хотя эта константа не обязательно должна строго равняться нулю из-за малости коэффициента перед ней и приближенного характера уравнений). В уравнениях (2)-(3) вклады f и f' -мезонов входят с малыми коэффициентами. Учитывая это, а также малость константы g_{2f}^2 , и считая, что остальные f и f' -мезонные константы не превышают сильно g_{2f} , пренебрежем вкладом f и f' -мезонов в этих уравнениях. Следует отметить, что все эти пренебрежения в (2) могут сказаться только на величине константы g_σ^2 . В уравнении же (4) константы связи f и f' -мезонов с Λ -гипероном входят с немалыми коэффициентами и поэтому полное пренебрежение этими мезонами привело бы к условию $f_\omega^2 = f_\psi^2 \approx 0$, не согласующемуся с (6). Следовательно, пренебрегать вкладом f и f' -мезонов в (4) нельзя.

Рассмотрим четыре уравнения (2), (3), (5) и (6), в которые входят шесть неизвестных констант g_π^2 , g_σ^2 , g_ω^2 , g_ψ^2 , f_ω^2 и f_ψ^2 . Из (5) имеем

$$\frac{g_\omega}{g_\psi} = - \frac{f_\omega}{f_\psi} \quad (8)$$

и, привлекая для правой части (8) групповое соотношение, получим

$$g_w = \sqrt{2} g_y. \quad (9)$$

Введем обозначение

$$f_y = x f_w. \quad (10)$$

Используя (9) и (10), нетрудно получить из (3) квадратное уравнение относительно константы g_y , зависящее от трех параметров

$$g_y^2, x, f_w,$$

$$3g_y^2 - 4g_y f_w (\sqrt{2} + x) + 4f_w^2 (1 + x^2) - g_y^2 = 0. \quad (11)$$

Условие действительности g_y , эквивалентное требованию положительности дискриминанта уравнения (11), приводит к условию

$$g_y^2 \geq \frac{4}{3} (\sqrt{2}x - 1)^2 f_w^2. \quad (12)$$

Из (6), учитывая (10) и данные симметрии для отношения констант $(g_w / g_y) = -\sqrt{2}$ найдем

$$f_w = \frac{\kappa_n g_w}{2(\sqrt{2}x - 1)}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12), получим

$$g_y^2 \geq \frac{1}{3} \kappa_n^2 g_w^2. \quad (14)$$

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по константам g_p

g_ω , g_φ /5/ не противоречат предсказанию теории групп, которая для отношения этих констант дает

$$g_p : g_\omega : g_\varphi = 1 : 3 : \left(-\frac{3}{\sqrt{2}}\right). \quad (15)$$

В дальнейших расчетах будет использоваться соотношение (15) с $g_p^2 / 4\pi \approx 2$. Учитывая вышесказанное и (7), получим из (14)

$$g_\eta^2 \approx 7,5. \quad (16)$$

$SU(3)$ -симметрия выражает эту константу через константу связи

π - мезона с нуклоном следующим образом

$$g_{\eta NN}^2 = \frac{4}{3} (1 - \alpha^p)^2 g_{\pi NN}^2, \quad (17)$$

где $\alpha^p = F/(F+D)$ - отношение для октета псевдоскалярных мезонов. Из сравнения (16) и (17) вытекает ограничение на α^p

$$\alpha^p \leq 0,38,$$

что находится в согласии с α^p , полученным в работах /2,3/.

Примем для g_η^2 в (16) нижнюю границу, т.е.

$$g_\eta^2 \approx 7,5 \quad (18)$$

Это значение для g_η^2 несильно отличается от константы $g_{\eta \pi \pi}^2$, полученной в работе /3/, и которой g_η^2 должна равняться согласно $SU(3)$ симметрии.

Учитывая (18), нетрудно выразить все оставшиеся константы связи через один неизвестный параметр x :

$$f_{\varphi} = x f_{\omega} \quad g_{\omega} = \sqrt{2} g_{\varphi},$$
$$f_{\omega} \approx \frac{2,46}{1 - \sqrt{2}x}, \quad g_{\varphi} \approx 1,6 \frac{\sqrt{2} + x}{1 - \sqrt{2}x},$$
$$g_{\sigma}^2 \approx 3 \frac{2 + 7,5x + 4,35}{(1 - \sqrt{2}x)^2}.$$

Авторы благодарны А.А.Комару, А.И.Лебедеву, В.А.Петрунькину и В.А.Цареву за обсуждение изложенного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Григорьянц, Л.В.Фильков. Препринт ФИАН, 161, 1969.
2. А.Г.Григорьянц, Л.В.Фильков. Препринт ФИАН, 19, 1970.
3. А.Г.Григорьянц, Л.В.Фильков. Препринт ФИАН, № 45, 1970.
4. M.L.Goldberger, M.T.Grisaru, S.W.MacDowell, D.Y.Wong, Phys.Rev., 120, 2250, 1960.
5. H.Joos. Proceedings of the Heidelberg International conference on the elementary particles, Amsterdam, 1968; G.Ebel, H.Pilkun, F.Steiner. Nuclear Phys., B 17, I, 1970.