СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С 323.5г
Г-371

Р2 - 9020

29/IX-75

С.Б.Герасимов

3627/2-75

КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРАВИЛА СУММ

1975

P2 - 9020

С.Б.Герасимов

КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРАВИЛА СУММ

Объединенный институт
ядерных
БИБЛИОТЕКА

1. Полюсное "насыщение" спектральных правил сумм [1,2] низшими мезонными состояниями позволяет получить важные соотношения между массами [1] и константами лептонных распадов [2] мезонов. Эти соотношения часто используются в рамках динамических моделей: модели векторной доминантности, модели "жестких" пионов и т.д. В настоящей работе мы вернемся к обсуждению высказанного ранее [3] тезиса о том, что полюсное "насыщение" первого правила сумм Вайнберга для векторных токов в схеме $SU(3)$ -симметрии является слишком сильным предположением и приводит к нежелательным с точки зрения кварковой модели результатам, а именно, к модели "смешивания токов" для $\omega-\phi$ системы [4] и отсутствию перенормировки константы лептонного распада K-мезона в первом порядке по нарушающему $SU(3)$ -симметрию взаимодействию [5,6]. Чтобы сохранить схему насыщения спектральных правил сумм низшим нонетом векторных мезонов / ρ, ω, ϕ, K^*/, следует рассматривать модифицированные правила сумм, вытекающие из рассмотрения такой линейной комбинации пропагаторов токов, которая, как следует ожидать, обладает свойством более быстрой сходимости к асимптотическому унитарно-симметричному пределу.

2. Спектральные правила сумм /п.с./ можно получить, например, как сверхсходящиеся дисперсионные п.с., исходя из рассмотрения ковариантной корреляционной функции векторных или аксиально-векторных токов:

$$\Delta^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(q) = g_{\mu\nu}\Delta^{\alpha\beta}_1(q^2) + q_\mu q_\nu \Delta^{\alpha\beta}_2(q^2) = \qquad /1/$$

$$= i\int d^4x\, e^{-iqx} \langle 0|T^*(J^\alpha_\mu(x)\, J^\beta_\nu(0))|0\rangle ,$$

где $\Delta_{1,2}(q^2)$ - скалярные функции, α, β = 0,1,...8 - унитарные индексы.

Если в пределе $q^2 \to \infty$ унитарная симметрия становится точной, то естественно предположить, что комбинация $\delta\Delta_2^{\alpha\alpha;\beta\beta}(q^2)=\Delta_2^{\alpha\alpha}(q^2)-\Delta_2^{\beta\beta}(q^2)$ будет быстро убывать в асимптотической области больших q^2 и для нее справедливы дисперсионные соотношения без вычитаний. Применяя стандартную технику получения дисперсионных п.с., получим соотношение

$$\int_0^\infty dm^2\left(\frac{\rho_1^{\alpha\alpha}(m^2)}{m^2}+\rho_0^{\alpha\alpha}(m^2)\right)=\int_0^\infty dm^2\left(\frac{\rho_1^{\beta\beta}(m^2)}{m^2}+\rho_0^{\beta\beta}(m^2)\right), \quad /2/$$

которое называется 1-ым п.с. Вайнберга.

Выражение для спектральных функций $\rho_i^{\alpha\beta}(q^2)$ следует из определения

$$\left(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right)\rho_1^{\alpha\beta}(q^2)+q_\mu q_\nu\rho_0^{\alpha\beta}(q^2)=$$
$$=(2\pi)^3\sum_n\delta^{(4)}(p_n-q)\langle 0|J_\mu^\alpha(0)|n\rangle\langle n|J_\nu^\beta(0)|0\rangle. \quad /3/$$

Два рассматривавшихся в литературе варианта 2-го п.с. Вайнберга получаются аналогичным образом из альтернативных предположений: /а/ $\delta\Delta_1^{\alpha\alpha;\beta\beta}(q^2)$ является сверхсходящейся комбинацией амплитуд, /б/ $\delta\Delta_2^{\alpha\alpha;\beta\beta}(q^2)$ является "супер-сверхсходящейся" комбинацией, т.е. не только сама эта амплитуда, но и $q^2\delta\Delta_2^{\alpha\alpha;\beta\beta}(q^2)$ удовлетворяет безвычитательному дисперсионному соотношению.

В результате получаем

$$\int_0^\infty dm^2\left(\rho_1^{\alpha\alpha}(m^2)-\rho_{1'}^{\beta\beta}(m^2)\right)=\begin{cases}0 & /4а/\\ \int_0^\infty dm^2\cdot m^2\left(\rho_0^{\alpha\alpha}(m^2)-\rho_0^{\beta\beta}(m^2)\right). & /4б/\end{cases}$$

В рамках киральных симметрий в качестве сверхсходящихся амплитуд берутся линейные комбинации спектральных функций векторных и аксиально-векторных токов. Например, $\delta\Delta_2^{V,A}=\Delta_2^{\alpha\beta;V}-\Delta_2^{\alpha\beta;A}$, и т.д.

3. Рассмотрим сначала 1-ое п.с. Вайнберга /2/ для векторных токов в схеме $U(3)$-симметрии. Интегралы в /2/ берутся по всему интервалу значений $m^2<\infty$. Для того, чтобы извлечь из интегральных соотношений информацию о константах связи низших мезонных резонансов, т.е. ограничиться рассмотрением того участка спектра возбуждений, где доминирующими являются вклады ρ, ω, K^* и ϕ-мезонов, необходимо исключить из рассмотрения интеграл по области $m^2 \geq 1$. Это можно сделать с помощью модели, которая позволяет /по возможности экономно/ параметризовать высокоэнергетические вклады и затем исключить введенные параметры путем образования подходящей линейной комбинации спектральных функций. Наше основное динамическое предположение относится к блоку партон-антипартонного /т.е. кварк-антикваркового/ взаимодействия на диаграмме *рис. 1*, схематически представляющей структуру спектральных функций токов. В области $m^2 > 1$ *ГэВ*^{2} /$\sqrt{m^2}$ - энергия партон-партонного взаимодействия в с.ц.м./ мы параметризуем амплитуду $T_{q\bar{q}}$ $q-\bar{q}$ -взаимодействия в терминах обменов в t-канале "эффективными траекториями" с определенными внутренними квантовыми числами. Мы

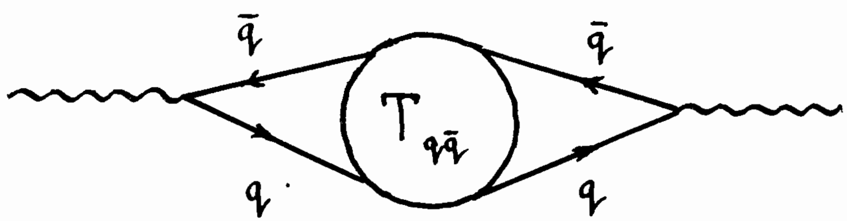

Рис. 1

будем в дальнейшем пренебрегать зарядово-обменными вкладами по сравнению с вкладом вакуумных обменов. Однако вакуумные обмены не будут предполагаться унитарно-симметричными, т.е. полагаем

$$T_{p\bar{p}} = T_{n\bar{n}} \neq T_{\lambda\bar{\lambda}} . \qquad /5/$$

Константы связи сохраняющихся векторных токов /изоспинового - I_μ, гиперзарядового Y_μ и барионного B_μ/ с кварками пропорциональны квантовым числам изоспина, гиперзаряда и барионного числа. В результате получаем следующие соотношения для моментов спектральных функций сохраняющихся токов:

$$\rho_{-1}^{I_3I_3} - \frac{3}{4}\rho_{-1}^{YY} = \frac{3}{2}\rho_{-1}^{BY} , \qquad /6/$$

$$2\rho_{-1}^{BB} - \rho_{-1}^{YY} = \rho_{-1}^{BY} ; \qquad /7/$$

где

$$\rho_{-1}^{BY} = \int^{\infty} \frac{dm^2}{m^2}\rho_1^{BY}(m^2) , \qquad /8/$$

$$(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q})\,\rho_1^{BY}(q^2) = (2\pi)^3\,\frac{1}{2}\sum_n [\,\langle 0|B_\mu(0)|n\rangle\langle n|Y_\nu(0)|0\rangle +$$

$$+ (\mu \rightleftarrows \nu)\,] . \qquad /9/$$

и аналогичные определения имеют место для ρ^{BB}, ρ^{YY} и $\rho^{I_3I_3}$. Сделанные предположения исключают в п.с. /6/ и /7/ область интегрирования $m^2 \geq 1$ *ГэВ*^{2}. Полюсное насыщение низкоэнергетических вкладов ρ°, ω и ϕ-мезонами дает 2 соотношения между константами связи и углами смешивания векторных мезонов*:

*Мы используем обозначения работ /3,4/ для констант связи и углов смешивания θ_Y и θ_B.

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} - \frac{3}{4}\,\frac{1}{g_Y^2}(m_\phi^2\cos^2\theta_Y + m_\omega^2\sin^2\theta_Y) =$$

$$= \frac{3}{2}\,\frac{1}{g_Y g_B}(-m_\omega^2\sin\theta_Y\cos\theta_B + m_\phi^2\cos\theta_Y\sin\theta_B) , \qquad /10/$$

$$\frac{2}{g_B^2}(m_\phi^2\sin^2\theta_B + m_\omega^2\cos^2\theta_B) - \frac{1}{g_Y^2}(m_\phi^2\cos^2\theta_Y + m_\omega^2\sin^2\theta_Y) =$$

$$= \frac{1}{g_Y g_B}(-m_\omega^2\sin\theta_Y\cos\theta_B + m_\phi^2\cos\theta_Y\sin\theta_B) . \qquad /11/$$

Константы g_ρ, $g_\omega = -2g_Y/\sin\theta_Y$, $g_\phi = 2g_Y/\cos\theta_Y$, определяются из ширин лептонных распадов ρ°, ω и ϕ-мезонов /7/

$$\frac{g_\rho^2}{4\pi} = 2{,}56 \pm 0{,}24 , \quad \frac{g_\omega^2}{4\pi} = 19{,}2 \pm 2{,}0 , \quad \frac{g_\phi^2}{4\pi} = 12{,}2 \pm 1{,}0 . \qquad /12/$$

Решая систему уравнения /6/ и /7/ с учетом значений /12/, находим 2 решения:

$$\frac{tg\,\theta_B}{tg\,\theta_Y} \simeq \begin{cases} 1 & /13а/ \\ 0{,}29 . & /13б/ \end{cases}$$

Из физических соображений следует предпочесть верхнее. Таким образом, полюсное насыщение модифицированной системы спектральных правил сумм имеет своим решением значение

$$\frac{tg\,\theta_B}{tg\,\theta_Y} = 1 \pm 0{,}15 \qquad /14/$$

и в рамках нарушенной, согласно /5/, нонетной симметрии восстанавливает универсальность углов смешивания в векторном нонете: $\theta_B = \theta_Y = \theta_{mass} = 39 \div 40^\circ$. Формула /14/ говорит о том, что для векторного нонета, как и для всех остальных, справедлива модель "смешивания масс", приводящая к массовой формуле Гелл-Манна-Окубо, и, напротив, не справедлива модель "смешивания токов", и массовая формула Кольмана-Шнитцера для обратных квадратов масс.

Заметим, что полюсное насыщение 2-го п.с. Вайнберга /4а,б/ ρ°, ω и ϕ-мезонами для линейной комбинации типа /6/ и /7/ не дает возможности получить непротиворечивую систему решений. Если сделать более слабое предположение и записать 2-ое п.с. Вайнберга /4б/ для линейной комбинации спектральных функций, в которых считаются пренебрежимыми только траектории с гиперзарядовым обменом /т.е. принять дополнительно, что $T(p\bar{p} \to n\bar{n}) \neq 0$, но $T(p\bar{p} \to \lambda\bar{\lambda}) = 0$ /, то можно получить решение, соответствующее "идеальному" углу смешивания в векторном нонете:

$$\mathrm{tg}^2\,\theta_0 = \mathrm{tg}\theta_Y \cdot \mathrm{tg}\theta_B = \frac{1}{2}\,, \qquad /15/$$

$$g_\rho^{-2} : g_\omega^{-2} = 9 : 1\,. \qquad /16/$$

Таким образом, отличие угла смешивания $\theta \approx 39^\circ$ от "идеального" значения $\theta_0 \approx 35^\circ$ / $\mathrm{tg}\theta_0 = 1/\sqrt{2}$ / в рассматриваемой схеме связано с наличием "эффективной траектории", приводящей к обмену гиперзарядом у взаимодействующих кварков при высоких энергиях.

Сделаем теперь дополнительное предположение о приближенной факторизации эффективных вычетов $g_{Pq\bar{q}}$ вакуумных траекторий. Учитывая

$$T_{p\bar{p}} = T_{n\bar{n}} \sim g^2_{Pn\bar{n}}\,, \qquad /17а/$$

$$T_{\lambda\bar{\lambda}} \sim g^2_{P\lambda\bar{\lambda}}\,, \qquad /17б/$$

$$T_{n\lambda} = T_{p\lambda} \sim g_{Pn\bar{n}} \cdot g_{P\lambda\bar{\lambda}}\,, \qquad /17в/$$

$$g_{Pn\bar{n}} / g_{P\lambda\bar{\lambda}} = 1 + \delta\,, \quad \delta^2 \ll 1\,, \qquad /18/$$

получаем с точностью до членов δ^2:

$$T_{n\bar{n}} - T_{\lambda\bar{\lambda}} \cong 2(T_{n\bar{n}} - T_{n\bar{\lambda}})\,. \qquad /19/$$

С учетом /19/ получаем п.с. для структурных функций,

включающих векторный ток с изменением странности

$$\rho_{-1}^{I_3 I_3} - \rho_{-1}^{K^*} = \frac{3}{4}(\rho_{-1}^{I_3 I_3} - \rho_{-1}^{YY})\,. \qquad /20/$$

Символ ρ^{K^*} соответствует двукратному использованию в /3/ векторного тока $V_\mu^6(x) = \bar{\psi}(x)\gamma_\mu \frac{\lambda_6}{2}\psi(x)$.

Полюсное насыщение п.с. /20/ дает

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2}(1+\Delta) \equiv \frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} + \frac{3}{4}\Big[3\Big(\frac{m_\phi^2}{g_\phi^2} + \frac{m_\omega^2}{g_\omega^2}\Big) - \frac{m_\rho^2}{g_\rho^2}\Big] = \frac{m_{K^*}^2}{g_{K^*}^2} + F_\kappa^2\,. \qquad /21/$$

Второй член в правой части /21/ связан с несохранением векторного тока $\partial_\mu V_\mu^6(x) \neq 0$ и отвечает насыщению скалярной спектральной функции $\rho_0^{66}(m^2)$ вкладом κ-мезона $(J^P = 0^+,\ I = 1/2)$. Второй член в левой части /21/ составляет $0{,}4 \pm 0{,}1$ от первого, т.е. представляет собой весьма ощутимую поправку к "стандартному", широко использовавшемуся ранее /5,6/ п.с. Вайнберга

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} = \frac{m_{K^*}^2}{g_{K^*}^2} + F_\kappa^2\,. \qquad /22/$$

4. Рассмотрим теперь коротко применение спектральных п.с. в рамках киральной симметрии. Использование 1-го и модифицированного 2-го п.с. Вайнберга /4б/ /8/ для комбинации векторных и аксиально-векторных токов, изменяющих странность, дает в полюсном приближении:

$$\frac{m_{K^*}^2}{g_{K^*}^2} + F_\kappa^2 = \frac{m_{K_A}^2}{g_{K_A}^2} + F_K^2\,. \qquad /23/$$

$$\frac{m_{K^*}^4}{g_{K^*}^2} + m_\kappa^2 F_\kappa^2 = \frac{m_{K_A}^4}{g_{K_A}^2} + m_K^2 F_K^2\,. \qquad /24/$$

Комбинируя /23/ и /24/ с /21/ и формулой Каварабаяши-

Сузуки-Риазуддина-Файазуддина: $\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} = 2F_\pi^2$,

получаем новое соотношение между массами частиц и константами лептонных распадов F_π, $F_{\mathbf{K}}$ и F_κ:

$$\frac{F_\kappa^2}{F_\pi^2} = (m_\kappa^2 - m_{\mathbf{K}^*}^2)^{-1} \cdot [\, 2(1+\Lambda)(m_{\mathbf{K}_A}^2 - m_{\mathbf{K}^*}^2) - \frac{F_{\mathbf{K}}^2}{F_\pi^2} \cdot (m_{\mathbf{K}_A}^2 - m_{\mathbf{K}}^2)\,] \; ./25/$$

По определению, $F_\kappa^2 / F_\pi^2 \geq 0$, поэтому при $m_\kappa > m_{\mathbf{K}^*}$, получаем $F_{\mathbf{K}}/F_\pi \leq 1,26$; ; если $m_\kappa < m_{\mathbf{K}^*}$, , то $F_{\mathbf{K}}/F_\pi \geq 1,26$. Если $F_\kappa^2 \ll F_\pi^2$, что представляется довольно естественным, поскольку F_κ должна быть величиной второго порядка по нарушающему SU(3)-симметрию взаимодействию, то получаем $F_{\mathbf{K}}/F_\pi = 1,26 \pm 0,04$. Это значение близко к экспериментальной величине $1,27 \pm 0,03$ /9/.

При вычислениях мы использовали значения $m_{\mathbf{K}} = 0,496$ *ГэВ*, $m_{\mathbf{K}^*} = 0,892$ *ГэВ* и $m_{\mathbf{K}_A} = 1,24$ *ГэВ* /10/. Если обратить задачу, то с помощью соотношения /25/, экспериментального значения $F_{\mathbf{K}}/F_\pi$ и условия $\frac{F_\kappa}{F_\pi} \to 0$ можно определить массу аксиально-векторного "странного" мезона: $m_{\mathbf{K}_A} = 1,24 \pm 0,13$ *ГэВ*.

Эмпирический успех следствий, вытекающих из совместного использования 1-го и 2-го правила сумм для спектральных функций векторных и аксиально-векторных токов с одинаковыми индексами унитарной симметрии наводит на мысль, что асимптотический режим для спиновой зависимости партон-партонного взаимодействия /приближенная γ_5-инвариантность/ достигается значительно раньше, чем асимптотическая SU(3)-симметрия /т.е. независимость амплитуд $T_{q\bar{q}}$ от унитарного спина/. Если принять, что γ_5-инвариантность амплитуд qq-взаимодействия приближенно выполняется при полной энергии $W_{qq} \geq 1,5$ *ГэВ* в системе центра масс взаимодействующих кварков /т.е. сразу за областью резонансов, "насыщающих" спектральное п.с. в киральной симметрии/, то можно ожидать, что характерные проявления приближенной γ_5-инвариантности /11/ будут наблюдаться в мезон-барионном рассеянии на большие углы ($\theta \approx 90°$) уже при энергиях ~ 6 *ГэВ*, а в барион-барионном и,в особенности, в барион-антибарионном рассеянии при энергиях ~ 10 *ГэВ* в лабораторной системе.

Литература

1. *S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 18, 507 (1967).*
2. *T.Das , V.S.Mathur, S.Okubo. Phys.Rev.Lett., 19, 470 (1967).*
3. *С.Б.Герасимов. Сообщения ОИЯИ, Р2-4522, Дубна, 1969.*
4. *R.J.Oakes, J.J.Sakurai. Phys.Rev.Lett., 19, 1266 (1967).*
5. *C.S.Lai. Phys.Rev.Lett., 20, 509 (1968).*
6. *R.J.Oakes. Phys.Rev.Lett., 20, 513 (1968).*
7. *J.LeFrancois. Proc. of the 1971 Int.Symp. on Electron and Photon Interaction at High Energies, Cornell University, 1972.*
8. *K.Morita. Lett.Nuovo Cim., 4, 977 (1969).*
9. *L.M.Chounet, J.M.Gaillard, M.K.Gaillard. Phys.Rep., 4C, 199 (1972).*
10. *Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 45, 1 (1973).*
11. *А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе. ДАН СССР, 142, 317 /1962/.*

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июня 1975 года.