

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



SU 76 01702

P2 - 9020

С.Б.Герасимов

КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ
НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ
И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРАВИЛА СУММ

1975

P2 - 9020

С.Б.Герасимов

**КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ
НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ
И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРАВИЛА СУММ**

1. Полосное "насыщение" спектральных правил сумм ^{1, 2/} низшими мезонными состояниями позволяет получить важные соотношения между массами ^{1/} и константами лептонных распадов ^{2, 3/} 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 полосное "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 $\rho - \phi$ 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 свержсходящиеся дисперсионные п.с., исходя из рассмотрения ковариантной корреляционной функции векторных или аксиально-векторных токов:

$$\begin{aligned}
 \chi_{\mu 1}^{\alpha \beta}(q) = & g_{\mu 1} \chi_{1}^{\alpha \beta}(q^2) - q_{\mu} q_1 \chi_2^{\alpha \beta}(q^2) - \\
 & - i \int d^4 x e^{-i q x} \langle 0 | T^*(J_{\mu}^{\alpha}(x) J_1^{\beta}(0)) | 0 \rangle,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $\Lambda_{1,2}(q^2)$ - скалярные функции, $\alpha, \beta = 0, 1, \dots, 8$ - унитарные индексы.

Если в пределе $q^2 \rightarrow \infty$ унитарная симметрия становится точной, то естественно предположить, что комбинация $\delta \Delta_2^{\alpha\alpha, \beta\beta}(q^2) = \Lambda_2^{\alpha\alpha}(q^2) - \Lambda_2^{\beta\beta}(q^2)$ 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

$$\begin{aligned} (-i\pi \mu_1 + \frac{q_\mu q_\mu}{q^2}) \rho_1^{\alpha\beta}(q^2) + q_\mu q_\mu \rho_0^{\alpha\beta}(q^2) = \\ = (2\pi)^3 \sum_n \delta^{(4)}(p_n - q) \cdot \theta(J_\mu^\alpha(0) | n \rangle \langle n | J_\mu^\beta(0) | 0 \rangle. \end{aligned} \quad /3/$$

Два рассматривавшихся в литературе варианта 2-го п.с. Вайнберга получаются аналогичным образом из альтернативных предположений: /а/ $\delta \Lambda_1^{\alpha\alpha; \beta\beta}(q^2)$ является сверхсходящейся комбинацией амплитуд, /б/ $\delta \Lambda_2^{\alpha\alpha; \beta\beta}(q^2)$ является "супер-сверхсходящейся" комбинацией, т.е. не только сама эта амплитуда, но и $q^2 \delta \Lambda_2^{\alpha\alpha, \beta\beta}(q^2)$ удовлетворяет безвычитательному дисперсионному соотношению.

В результате получаем

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

В рамках киральных симметрий в качестве свёрсходящихся 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 $m^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2 / \sqrt{m^2}$ - энергия партон-партонного взаимодействия в с.с.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

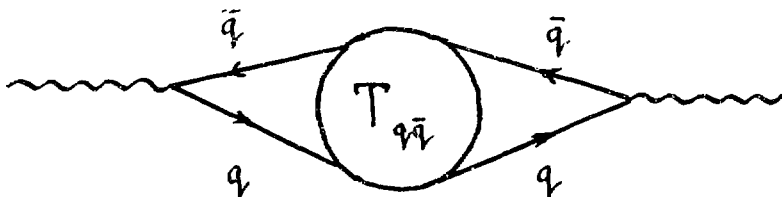


Рис. 1

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

$$T_{pp}^- = T_{nn}^- \neq T_{\lambda\lambda}^- \quad /5/$$

Константы связи сохраняющихся векторных токов /изоспинного - 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:

$$\rho_{-1}^{I^3 I^3} = \frac{3}{4} \rho_{-1}^{YY} = \frac{3}{2} \rho_{-1}^{BY} \quad /6/$$

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

где

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

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

$$\left. + \langle 0 | Y_\nu(0) | n \rangle \langle n | B_\mu(0) | 0 \rangle \right] \quad /9/$$

и аналогичные определения имеют место для ρ_{-1}^{BB} , ρ_{-1}^{YY} и $\rho_{-1}^{I^3 I^3}$. Сделанные предположения исключают в п.с. /6/ и /7/ область интегрирования $m^2 \leq 1 - \Gamma \Delta V^2$. Полное насыщение низкоэнергетических вкладов ρ^+ , ρ^- 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 .

$$\frac{m_{\rho}^2}{g_{\rho}^2} - \frac{3}{4} \frac{1}{g_{\mathbf{Y}}} (m_{\phi}^2 \cos^2 \theta_{\mathbf{Y}} + m_{\omega}^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{Y}}) =$$

$$= \frac{3}{2} \frac{1}{g_{\mathbf{Y}} g_{\mathbf{B}}} (-m_{\omega}^2 \sin \theta_{\mathbf{Y}} \cos \theta_{\mathbf{B}} + m_{\phi}^2 \cos \theta_{\mathbf{Y}} \sin \theta_{\mathbf{B}}), \quad /10/$$

$$\frac{2}{g_{\mathbf{B}}} (m_{\phi}^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{B}} + m_{\omega}^2 \cos^2 \theta_{\mathbf{B}}) - \frac{1}{g_{\mathbf{Y}}} (m_{\phi}^2 \cos^2 \theta_{\mathbf{Y}} + m_{\omega}^2 \sin^2 \theta_{\mathbf{Y}}) =$$

$$= \frac{1}{g_{\mathbf{Y}} g_{\mathbf{B}}} (-m_{\omega}^2 \sin \theta_{\mathbf{Y}} \cos \theta_{\mathbf{B}} + m_{\phi}^2 \cos \theta_{\mathbf{Y}} \sin \theta_{\mathbf{B}}). \quad /11/$$

Константы g_{ρ} , $g_{\omega} = 2g_{\mathbf{Y}}/\sin \theta_{\mathbf{Y}}$, $g_{\phi} = 2g_{\mathbf{Y}} \cos \theta_{\mathbf{Y}}$, определяются из ширины лептонных распадов ρ , ω и ϕ -мезонов /7/

$$\frac{g_{\rho}^2}{4\pi} = 2,56 \pm 0,21, \quad \frac{g_{\omega}^2}{4\pi} = 19,2 \pm 2,0, \quad \frac{g_{\phi}^2}{4\pi} = 12,2 \pm 1,0. \quad /12/$$

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

$$\frac{(g')_{\mathbf{B}}}{(g')_{\mathbf{Y}}} = 1 \quad /13a/$$

$$(g')_{\mathbf{Y}} = 0,29. \quad /13b/$$

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

$$\frac{(g')_{\mathbf{B}}}{(g')_{\mathbf{Y}}} = 1 \pm 0,15 \quad /14/$$

и в рамках нарушенной, согласно /5/, нетривиальной симметрии восстанавливает универсальность углов смешивания в векторном нонете: $\theta_{\mathbf{B}} = \theta_{\mathbf{Y}} = \theta_{\text{mass}} = 39 \div 40^\circ$. 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^0 , ω и ϕ -мезонами для линейной комбинации типа /б/ 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 $T(p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}) \neq 0$, но $T(p\bar{p} \rightarrow \lambda\lambda) = 0$ /, то можно получить решение, соответствующее "идеальному" углу смешивания в векторном нонете:

$$\operatorname{tg}^2 \theta_0 = \operatorname{tg}^2 \theta_Y + \operatorname{tg}^2 \theta_B = \frac{1}{2}, \quad /15/$$

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

Таким образом, отличие угла смешивания $\theta \approx 39^\circ$ от "идеального" значения $\theta_0 \approx 35^\circ$ / $\operatorname{tg} \theta_0 = 1/\sqrt{2}$ / 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

$$T_{p\bar{p}}^- = T_{n\bar{n}}^- + g_{Pn\bar{n}}^2, \quad /17а/$$

$$T_{\lambda\bar{\lambda}}^- = g_{P\lambda\bar{\lambda}}^2, \quad /17б/$$

$$T_{n\bar{\lambda}}^- = T_{p\bar{\lambda}}^- + g_{Pn\bar{n}} \cdot g_{P\lambda\bar{\lambda}}, \quad /17в/$$

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

получаем с точностью до членов δ^2 :

$$T_{n\bar{n}}^- - T_{\lambda\bar{\lambda}}^- \approx 2(T_{n\bar{n}}^- - T_{n\bar{\lambda}}^-). \quad /19/$$

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

включающих векторный ток с изменением странности

$$\rho \begin{matrix} 1 & 3 \\ -1 & 3 \end{matrix} - \rho \begin{matrix} K^* \\ -1 \end{matrix} = \frac{3}{4} (\rho \begin{matrix} 1 & 3 \\ -1 & 3 \end{matrix} - \rho \begin{matrix} Y \\ -1 \end{matrix}) . \quad /20/$$

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

Полусное насыщение п.с. /20/ даёт

$$\frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} (1 + \Lambda) = \frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} + \frac{3}{4} \left[3 \left(\frac{m_\phi^2}{g_\phi^2} + \frac{m_\omega^2}{g_\omega^2} \right) - \frac{m_\rho^2}{g_\rho^2} \right] = \frac{m_{K^*}^2}{g_{K^*}^2} + F_{K^*}^2 . \quad /21/$$

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+0,1 от первого, т.е. представляет собой весьма ощутимую поправку к "стандартному", широко использовавшемуся ранее /5,6/ п.с. Вайнберга

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

4. Рассмотрим теперь коротко применение спектральных п.с. в рамках киральной симметрии. Использование 1-го и модифицированного 2-го п.с. Вайнберга /46/ /8/ для комбинации векторных и аксально-векторных токов, изменяющих странность, даёт в полусном приближении:

$$\frac{m_{K^*}^2}{g_{K^*}^2} + F_{K^*}^2 = \frac{m_{K_A}^2}{g_{K_A}^2} + F_{K^*}^2 . \quad /23/$$

$$\frac{m_{K^*}^4}{g_{K^*}^2} + m_{K^*}^2 F_{K^*}^2 = \frac{m_{K_A}^4}{g_{K_A}^2} + m_{K^*}^2 F_{K^*}^2 . \quad /24/$$

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_K и F_{K^*} :

$$\frac{F_K^2}{F_{\pi}^2} (m_K^2 - m_{K^*}^2)^{-1} \cdot \{ 2(1 + \lambda)(m_{K^*}^2 - m_K^2) - \frac{F_K^2}{F_{\pi}^2} (m_{K^*}^2 - m_K^2) \} = 25/$$

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

При вычислениях мы использовали значения $m_K = 0,496 \text{ ГэВ}$, $m_{K^*} = 0,892 \text{ ГэВ}$ и $m_{K^*} = 1,24 \text{ ГэВ}$. Если обратить задачу, то с помощью соотношения /25/, экспериментального значения $F_K = F_{\pi}$ и условия

$$\frac{F_K}{F_{\pi}} = 0 \text{ можно определить массу аксиально-векторного}$$

“странного” мезона: $m_{K_A} = 1,24 \pm 0,13 \text{ ГэВ}$.

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 $q\bar{q}$ -взаимодействия приближенно выполняется при полной энергии $W_{q\bar{q}} \geq 1,5 \text{ ГэВ}$ в системе центра масс взаимодействующих кварков /т.е. сразу за областью резонансов, “насыщающих” спектральное п.с. в кварковой симметрии/, то можно ожидать, что характерные проявления прибли-

женной γ_5 -инвариантности^{/11/} будут наблюдаться в мезон-барнонном рассеянии на большие углы ($\theta \approx 90^\circ$) уже при энергиях ~ 5 ГэВ, а в барнон-барнонном и, в особенности в барнон-антибарнонном 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*, P2-4522, 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. Chacnet, 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.



ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 20003. Тираж 650. Уч.-изд. листов 0,58.
Редактор О.С.Виногорова. Подписано к печати 22.07.75.
Корректор Р.Д.Фомина