

3291

В.А. Матвеев

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА
СУММ И ВОПРОСЫ СИММЕТРИИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор

А.Н. Тавхелидзе

Дубна 1967

3291

В.А. Матвеев

ДИСПЕРСИОННЫЕ ПРАВИЛА
СУММ И ВОПРОСЫ СИММЕТРИИ
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор

А.Н. Тавхелидзе

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

4494 6p

В диссертации рассматриваются вопросы применения дисперсионных правил сумм к теории симметрий сильных взаимодействий.

Дисперсионные правила сумм в теории сильных взаимодействий выводятся на основе дисперсионных соотношений при определенных ограничениях на асимптотическое поведение амплитуд при больших энергиях.

Метод дисперсионных правил сумм, предложенный Н.Н. Боголюбовым как альтернатива методу алгебры токов, впервые был использован в работах^{/1,2/} для получения соотношений между магнитными моментами барионов и константами связи барионов с π -мезонами.

Дальнейшее развитие метод дисперсионных правил сумм получил в работах^{/3-9/}, в которых результаты работ^{/1,2/} были обобщены на случай SU(3) - симметрии сильных взаимодействий, рассмотрены правила сумм для аннигиляционных процессов, выведены известные правила сумм Кабиббо-Радикати^{/10/} и Адлера-Вайсбергера^{/11/}, а также изучена связь статического предела дисперсионных правил сумм с подходом, основанным на составной кварковой модели сильновзаимодействующих частиц.

Дисперсионные правила сумм были рассмотрены затем независимо в работе^{/12/}, где они получили название "сверхсходящихся дисперсионных правил сумм".

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложения.

Во введении дается краткий обзор работ, приведших к возникновению и развитию метода дисперсионных правил сумм, а также обсуждается статус дисперсионных соотношений и дисперсионных правил сумм в теории сильных взаимодействий.

В первой главе изучаются дисперсионные правила сумм в рамках $SU(3)$ - симметрии сильных взаимодействий.

Во второй главе дисперсионные правила сумм используются для амплитуд аннигиляционных процессов в предположении изотопической и унитарной симметрии.

В третьей главе дисперсионные правила сумм рассматриваются в рамках представления о составной кварковой природе элементарных частиц.

В заключении дается краткое сравнение результатов, полученных методом правил сумм, с результатами алгебры токов.

В § 1 проводится общее обсуждение метода дисперсионных правил сумм в теории сильных взаимодействий.

Однородное правило сумм вида:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im } f(E) dE = 0 \quad (1)$$

справедливо для амплитуды $f(E)$, которая достаточно быстро убывает с ростом энергии:

$$|f(E)| < \frac{c}{E^a}, \quad a > 1 \quad (2)$$

$E \rightarrow \infty$

Правило сумм вида (1) было впервые получено в работе^{/13/} для амплитуд электро- и фоторождения π -мезонов на нуклонах.

Столь сильное ограничение на высокоэнергетическое поведение (2) можно ожидать для амплитуд, описывающих перезарядку или переворот спина в реакции, вероятности которых быстро падают с ростом энергии, в отличие от вероятности упругого процесса, которая, согласно теореме Померанчука, стремится к постоянному значению.

При наличии тождественных частиц в реакции дисперсионное правило сумм оказывается нетривиальным лишь для перекрестно-нечетных амплитуд. Если выбор амплитуды сделан верно, дисперсионное правило сумм (1) является точным и в принципе доступно экспериментальной проверке без каких-либо дополнительных предположений.

Значительно большую динамическую информацию можно извлечь, изучая теоретическую модель, в которой дисперсионные правила сумм насыщаются вкладами нескольких ближайших одночастичных и резонансных состояний. Такие так называемые "низкоэнергетические" дисперсионные правила сумм вместе с предположениями об изотопической или $SU(3)$ -симметрии сильных взаимодействий позволяют получить различные соотношения между, например, мезон-барионными константами связи и магнитными моментами барионов ^{/1-4/}.

В §§ 2 и 3 рассматриваются соответственно дисперсионные правила сумм для амплитуд рассеяния и электророждения октета псевдоскалярных мезонов на октете барионов $1/2^+$ в рамках $SU(3)$ -симметрии.

Перекрестно-нечетные амплитуды обоих процессов имеют каждая по четыре $SU(3)$ -инвариантных компоненты. Дисперсионные правила сумм пишутся для тех амплитуд, которые не получают вкладов от промежуточных состояний, соответствующих унитарному синглету. В предположении, что дисперсионные правила сумм насыщаются вкладами октета $1/2^+$ и декуплета $3/2^+$ барионов, получено по три соотношения для каждого из двух процессов.

Результат для процесса мезон-барионного рассеяния имеет вид ^{/4/}:

$$d/f = 3; \quad d^2 = g_*^2 R, \quad (3)$$

где параметры d , f и g_* определяют константы связи мезонов с октетом барионов и константу связи перехода октет-декуплет, а R - кинематический фактор, зависящий от масс частиц, участвующих в реакции. В пределе вырождения масс барионов октета и декуплета второе из соотношений (3) совпадает с предсказанием $SU(6)$ -симметрии, тогда как первое из соотношений $d/f=3$ отличается от результата $SU(6)$ -симметрии: $d/f=3/2$. Решение (3) дает для ширины изобары $N^*(1236)$, а также для отношения констант $\frac{g_{KN\Lambda}}{g_{KN\Sigma}}$ значения, прекрасно согласующиеся с экспериментом.

Для процесса фоторождения мезонов на барионах решение имеет следующий вид ^{/4/}:

$$\mu'^D/\mu'^F = 3; \quad \mu'^D = \mu^* R', \quad (4)$$

где $\mu^{D, F}$ и μ^* определяют аномальные магнитные моменты октета барионов и магнитный момент перехода октет-декуплет, а R' - кинематический фактор.

Первое из соотношений (4) означает равенство нулю изоскалярного магнитного момента нуклонов /8/

$$\mu_p' + \mu_n = 0, \quad (5)$$

а второе соотношение в (4) позволяет определить магнитный момент перехода $N^*(1236) \rightarrow N\gamma$ через аномальные магнитные моменты нуклонов в прекрасном согласии с экспериментом /8/.

В § 4 проводится анализ дисперсионных правил сумм для процессов рассеяния и фоторождения октета мезонов на октете барионов с учетом амплитуд, принимающих вклады от унитарно-синглетных промежуточных состояний.

Предлагается модификации дисперсионных правил сумм /4/

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im} f(E) dE = c, \quad (6)$$

которая осуществляется введением вычитаний в дисперсионные соотношения для амплитуды $E f(E)$. Указывается, что дисперсионное правило сумм (6) равносильно предположению о "нереджиевском" поведении амплитуды

$$f(E) \rightarrow -\frac{c}{E}, \quad E \rightarrow \infty. \quad (7)$$

Однако при рассмотрении дисперсионных правил сумм (7) в рамках низкоэнергетического приближения константу c можно интерпретировать как вклад высоких энергий в дисперсионный интеграл (1) /8/.

В предположении, что амплитуда $f(E)$ определяется при больших энергиях обменом синглета и октета реджионов в t -канале, получена модифицированная система соотношений, связывающих мезон-барионные константы связи, магнитные моменты барионов и асимптотические параметры амплитуд. Показано, что частным решением этой системы являются соотношения $SU(6)$ -симметрии.

В § 5 рассматриваются дисперсионные правила сумм для процесса аннигиляции барионного и антибарионного октета в пару октетов псевдоскалярных мезонов в рамках изотопической и $SU(3)$ -симметрий.

В предположении о насыщении правил сумм вкладами нонета векторных мезонов в прямом канале и вкладами октета $1/2^+$ и декуплета $3/2^+$ барионов в перекрестных каналах получены соотношения между мезон-мезонными и мезон-барионными константами связи, которые не имеют аналога в симметричном подходе или методе алгебры токов.

В § 6 формулируются дисперсионные правила сумм для мезонов с помощью дисперсионных соотношений для процесса аннигиляции $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$ при фиксированном угле θ . Далее предполагается, что в кросс-симметричной точке $\cos \theta = 0$ правила сумм насыщаются вкладами ближайших векторных ρ - и K^* -мезонов.

В рамках изотопической симметрии получено соотношение между константами связи странных и нестранных частиц /8/:

$$g_{\pi\pi\pi} g_{\rho KK} = 2 g_{K^* K \pi}^2 \left(1 - \frac{2 \Delta^2}{M_{K^*}^2}\right), \quad \Delta = M_{K^*}^2 - m_{\pi}^2. \quad (8)$$

В случае вырождения масс π и K -мезонов соотношение (8) совпадает с предсказанием $SU(3)$ -симметрии.

Рассмотрены также дисперсионные правила сумм для процесса электро-рождения $e + \pi \rightarrow e + K + \bar{K}$. Показано, что в режиме насыщения правил сумм ближайшими векторными ρ - и K^* -мезонами для констант радиационных распадов $\rho \rightarrow \pi\gamma$, $K^* \rightarrow K\gamma$ получаются соотношения, не совпадающие с предсказаниями $SU(3)$ -симметрии.

В § 7 представлен вывод соотношения Адлера-Вайсбергера^{/12/}, определяющего перенормировку аксиальной константы β -распада нейтрона, на базе обычных дисперсионных соотношений для величины, связанной с дивергенциями локальных аксиальных токов.

Формулируется и используется принцип аддитивности в рамках модели кварков для амплитуды рассеяния на пороге псевдоскалярной частицы бесконечно-малой массы с квантовыми числами π -мезонов^{/5/}:

$$[r^a_r \beta] f^{(-)}_{(0,1)} = \sum_{i=1}^3 [r^a_r \beta]_i f^{(-)}_{i(0,1)}, \quad (9)$$

где $f^{(-)}_{(0,1)}$ - амплитуда рассеяния "псевдопиона" на пороге и сумма берется по всем кваркам, составляющим нуклон.

В предположении о доминировании борновского члена в кварковой амплитуде рассеяния псевдпиона на пороге получено соотношение:

$$\kappa^2 \left(\frac{g_V}{g_A} \right) = 1 + \frac{2M}{g_{\pi NN}^2} \frac{1}{\pi} \int \frac{k d\omega}{\mu \omega^2} [\sigma_{\pi^- p}(\omega) - \sigma_{\pi^+ p}(\omega)], \quad (10)$$

где

$$\kappa^2 = \left(\frac{g_V}{g_A} \right)^2,$$

которое вместе с предположением о неперенормируемости аксиальной слабой константы связанных кварков $\kappa^2 = 1$ представляет собой известное правило сумм Адлера-Вайсбергера. Соотношение (10) позволяет в принципе учесть поправки, связанные с релятивистским движением кварков внутри составной частицы и перенормировкой аксиальной константы связанного кварка^{/14/}. Далее принцип аддитивности используется для вычисления s -волновых длин пион-нуклонного рассеяния и обсуждается связь полученных результатов с теорией Сакураи о доминирующем влиянии векторных мезонов во взаимодействиях при малых энергиях.

В § 8 рассматривается возможность в рамках нерелятивистской модели кварков улучшить согласно с экспериментом предсказания $SU(6)$ -симметрии для отношения аксиальной и векторной констант β -распада нейтрона

$$\left(\frac{g_A}{g_V} \right) = -5/3 \quad (11)$$

и магнитного момента перехода

$$\mu_{N^* \rightarrow N\gamma} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \mu_p, \quad (12)$$

которые получены в предположении, что нуклон имеет полностью симметричную унитарно-спиновую волновую функцию, соответствующую 56-мерному представлению группы SU(6). Для октета барионов строится волновая функция наиболее общего вида, содержащая смесь различных представлений 20, 56 и 70 и орбитальных моментов, с заданным значением момента $J=1/2$ и четности $P=+1$ ^{/15/}:

$$\begin{aligned} |8, 1/2^+\rangle = & \alpha |8_{56}^{s=1/2}, L=0\rangle + \beta |8_{70}^{s=1/2}, L=0\rangle + \gamma |8_{20}^{s=1/2}, L=0\rangle + \\ & + \alpha_1 |8_{56}^{s=1/2}, L=1\rangle + \beta_1 |8_{570}^{s=1/2}, L=1\rangle + \gamma_1 |8_{20}^{s=1/2}, L=1\rangle + \\ & + \delta |8_{70}^{s=3/2}, L=1\rangle + \delta_1 |8_{70}^{s=3/2}, L=2\rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Из условия, чтобы отношение магнитных моментов протона и нейтрона $\mu_p/\mu_n = -3/2$ не изменило своего значения и чтобы квадрупольный момент перехода нуклон-изобара был подавлен, как это показывает анализ низкоэнергетического фоторождения π^0 -мезонов, найдено, что волновая функция октета барионов имеет вид:

$$|8, 1/2^+\rangle = \cos \theta |8_{56}^{s=1/2}, L=0\rangle + \sin \theta |8_{20}^{s=1/2}, L=1\rangle. \quad (14)$$

С помощью волновой функции (14) были получены соотношения

$$-\left(\frac{g_A}{g_V} \right) = \frac{1}{3} \frac{D+F}{D-F}, \quad (15)$$

где D - и F - параметры, характеризующие аксиальный ток барионов, а также соотношение

$$\mu_{N^* \rightarrow N\gamma} = \frac{2\sqrt{2}}{3} \frac{\mu_p}{\cos \theta}, \quad (16)$$

которые более удовлетворительно согласуются с экспериментом, чем соотношения (11-12).

Соотношение (15) было получено ранее в работе /16/ с помощью алгебры токов.

В § 9 результаты дисперсионных правил сумм для рассеяния и фоторождения мезонов на нуклонах в статическом пределе в режиме насыщения вклады нуклона и изобары получены с помощью барионных аксиальных токов специальной кварковой структуры:

$$j_k^a(0) = A \left[\sum_{\ell=1}^3 (\sigma_k \lambda^a)_{\ell} - \frac{1}{3} \sum_{\ell=1}^3 (\sigma_k)_{\ell} \sum_{\ell'=1}^3 (\lambda^a)_{\ell'} \right]. \quad (17)$$

Оператор тока (17) не аддитивен по кваркам и не является генератором группы SU(6).

С помощью аксиального тока типа (17) получено соотношение, связывающее отношение аксиальной и векторной констант β -распада нейтрона с аксиальным изовекторным аномальным магнитным моментом нуклона:

$$-\left(\frac{g_A}{g_V} \right) = \frac{2}{3} \mu_N^{(v)}, \quad (18)$$

которое прекрасно согласуется с экспериментом.

Показывается, что равенство нулю изоскалярного аномального магнитного момента нуклона (5), соотношение (5), а также отношение $\frac{D}{F} = 3$ аксиального тока не зависят от смешивания конфигураций в волновой функции барионов.

Основные результаты, использованные в диссертации, опубликованы в работах /3,4,5,7,8,9,15/.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Д. Соловьев. Ядерная физика, 3, 188 (1966).
2. И.Т. Азнаурян, Л.Д. Соловьев. Ядерная физика; 4, 625 (1966).
3. В.А. Матвеев, В.Г. Писаренко, Б.В. Струминский, Препринт ОИЯИ, Е-2822, Дубна 1966.
4. V.A. Matveev, B.V. Struminsky, A.N. Tavkhelidze, Phys.Lett. "23,146 (1966)
5. N.N. Bogolubov, V.A. Matveev, A.N. Tavkhelidze, Nuovo Cim.

6. Р.Е. Калаш, В.Г. Писаренко, Р.Н. Фаустов. Препринт ОИЯИ Е-2865, Дубна 1966.
7. В.А. Матвеев. Препринт ОИЯИ Р-2879, Дубна 1966.
8. В.А. Матвеев, Л.Д. Соловьев, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ Р2-3118, Дубна 1967.
9. П.Н. Боголюбов, В.А. Матвеев. Препринт ОИЯИ Р2-3195, Дубна 1967.
10. N.Cabibbo, L.Radicati, Phys. Lett. 19, 697 (1966).
11. S.L.Adler, Phys.Rev.Lett. 14, 1051 (1965). W.Weisberger, Phys. Rev. Lett. 14, 1047 (1965).
12. V.de Alfaro, S.Fubini, G.Rossetti, G.Furlan, Phys.Lett. 21, 576 (1966).
13. A.A.Logunov, L.D.Solviev, Nucl.Phys. 10, 60 (1959).
14. П.Н. Боголюбов. Препринт ОИЯИ Е-2827, Дубна 1966.
15. В.А. Матвеев, Б.В. Струминский, В.Г. Таргамдзе. Препринт ОИЯИ, Р-2821, Дубна 1966.
16. R.Gatto, L.Malani, G.Preparata, Phys.Rev. 142, 1135 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1967 г.