

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-85-427

М.К.Волков, З.Л.Гулямова,* А.А.Осипов

ГРАДИЕНТНО-ИНВАРИАНТНОЕ ВЫЧИСЛЕНИЕ
АМПЛИТУД РАСПАДОВ $A_1 \rightarrow \pi\rho$ И $A_1 \rightarrow \pi\gamma$

* ИЯФ АН УзССР, Ташкент

1985

В работе^{1/} были рассмотрены недиагональные переходы /псевдоскаляр → аксиальный вектор/ в кварковой модели сверхпроводящего типа^{2/*}. Показано, что учет таких переходов приводит к дополнительной перенормировке константы связи псевдоскалярных мезонов с кварками $g_{\phi qq} = \tilde{g} = z^{1/2} g$, $g = (4I_2)^{-1/2}$, $I_2(m) = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(m^2 - k^2)^2} \Theta(\Lambda^2 - k^2)$.

Дополнительная перенормировка описывается фактором

$z = 1 / (1 - \frac{6m^2}{m^2}) \approx 1,4$ и приводит, в силу соотношения Голдбергера - Треймана^{A1} $\tilde{g} = m / F_\pi$, к увеличению модельного значения массы составляющего u-кварка до $m = 280$ МэВ. Одновременно становится возможным использование единого обрезания $\Lambda = 1250$ МэВ при описании всех мезонов, что особенно важно для вычисления амплитуд процессов с участием частиц из различных нонетов.

πA_1 -переходы описываются лагранжианом

$$\Delta \mathcal{L}(\phi, A) = \sqrt{\frac{3}{8}} z^{1/2} \text{Tr} \{ M [\bar{A}_\mu, \partial^\mu \bar{\phi}]_+ \}, \quad /1/$$

где $M = \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$, $\bar{\phi} = \phi_\alpha \lambda_\alpha$, $\bar{A}_\mu = A_\mu^a \lambda_a$ - поля псевдоскалярных и аксиально-векторных мезонных нонетов, λ_α - матрицы Гелл-Манна ($0 \leq \alpha \leq 8$).

В настоящей работе будут учтены πA_1 -вершины в сильных и радиационных распадах $A_1/1270/$ - мезонов: $A_1 \rightarrow \pi \rho$ и $A_1 \rightarrow \pi \gamma$. Это позволит получить градиентно-инвариантные выражения для амплитуд соответствующих процессов. Необходимый для этих целей кварк-мезонный лагранжиан имеет вид

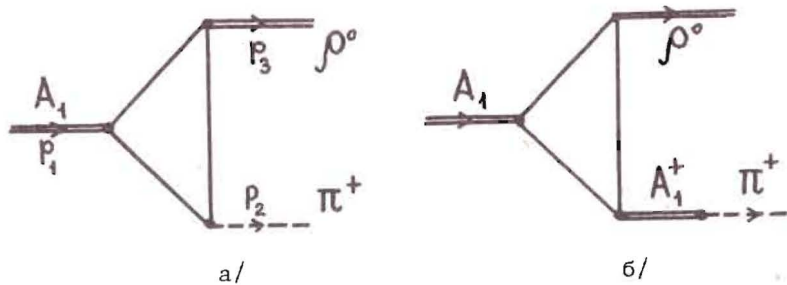
$$\mathcal{L}_{\text{вз.}} = \bar{q} [i \tilde{g} \gamma_5 \bar{\phi} + \frac{g_\rho}{2} (\hat{V} + \gamma_5 \hat{A})] q. \quad /2/$$

Здесь $\bar{q}(q)$ - кварковые поля, $\hat{V} = V_\mu^a \lambda_a \gamma^\mu$ - поля векторных мезонов.

Диаграммы, описывающие сильный распад A_1 - мезона, изображены на рисунке. Первой диаграмме /а/ соответствует амплитуда

$$\begin{aligned} M_{1a} &= i g_\rho^2 g m 4 I_2(m) g^{\mu\nu} \epsilon_\mu(p_1) \epsilon_\nu(p_3) = \\ &= i g_\rho^2 F_\pi z g^{\mu\nu} \epsilon_\mu(p_1) \epsilon_\nu(p_3). \end{aligned} \quad /3/$$

* Эти переходы изучались также в работе^{1/3/}



/Здесь выделена расходящаяся часть петлевого интеграла для диаграммы /а/. Треугольная диаграмма /б/ расходится линейно. В низшем приближении по степеням импульсов ее можно представить в виде суммы из логарифмически расходящегося интеграла $I_2(m)$ и конечной части, имеющей ту же степень по импульсам мезонов:

$$M_{16} = -i g_\rho^2 g m \left\{ 4 I_2 \frac{p_1^2 - p_3^2}{m_{A_1}^2} g^{\mu\nu} + \frac{1}{8\pi^2 m_{A_1}^2} [p_2(4p_2 - 13p_3 - d)] g^{\mu\nu} + 3p_2^\nu p_3^\mu - p_2^\nu d^\mu + p_3^\mu d^\nu \right\} \xi_\mu(p_1) \xi_\nu(p_3). \quad /4/$$

Появляющиеся здесь поверхностные члены^{/4/} содержат произвольный вектор d_μ , который выражается через два независимых вектора p_1 и p_3 с двумя произвольными константами $d^\mu = a p_1^\mu + b p_3^\mu$. Учет двух диаграмм с различными обходами контуров в петлях приводит к сокращению произвольных констант до одной. В результате квадратная скобка запишется в виде

$$g^{\mu\nu}(9p_2^2 + 8p_3^2 - 5p_1^2) + 3(p_1^\nu p_3^\mu - g^{\mu\nu} p_1 p_3) + c [g^{\mu\nu}(3p_2^2 - p_1^2 - 2p_3^2) + 3(g^{\mu\nu} p_1 p_3 - p_1^\nu p_3^\mu)].$$

Параметр c можно зафиксировать, руководствуясь градиентной инвариантностью этого выражения в пределе $p_3^2 \rightarrow 0$. Это выполняется, если

$$c = - \frac{5p_1^2 - 9p_2^2}{p_1^2 - 3p_2^2} \approx -5.$$

Тогда

$$M_{16} = -i g_\rho^2 F_\pi z \left\{ \frac{p_1^2 - p_3^2}{m_{A_1}^2} g^{\mu\nu} + \left(\frac{3g}{2\pi m_{A_1}}\right)^2 [p_3^2 g^{\mu\nu} + (p_1^\nu p_3^\mu - g^{\nu\mu} p_1 p_3)] \right\} \times \xi_\mu(p_1) \xi_\nu(p_3). \quad /5/$$

Суммируя вклады /3/ и /5/ для амплитуды процесса $A_1^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0$, получаем*

$$M_{A_1^+ \rightarrow \pi^+ \rho^0} = -i \left(\frac{3}{2\pi}\right)^2 \frac{g_\rho^2 g m}{m_{A_1}^2} \left\{ p_3^2 \left(1 - \frac{2\pi}{9}\right) g^{\mu\nu} + [p_1^\nu p_3^\mu - g^{\nu\mu} p_3 p_1] \right\} \times \xi_\mu(p_1) \xi_\nu(p_3). \quad /6/$$

Видно, что продольный член в формуле /6/ пренебрежимо мал и основной вклад в ширину сильного распада $A_1 \rightarrow \pi \rho$ дает поперечное слагаемое

$$\Gamma_{A_1 \rightarrow \pi \rho} = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^3 \left(\frac{3m_\rho^2}{F_\pi}\right)^2 \frac{1}{m_{A_1}^2} \left\{ \left[\frac{m_\rho}{m_{A_1}} \left(1 - \frac{2\pi}{9}\right)\right]^2 \left[2 + \left(\frac{m_{A_1}^2 + m_\rho^2 - m_\pi^2}{2m_{A_1} m_\rho}\right)^2\right] - 3 \left(1 - \frac{2\pi}{9}\right) \frac{m_\rho^2}{m_{A_1}^2} \frac{(m_{A_1}^2 + m_\rho^2 - m_\pi^2)}{m_{A_1}^2} + \left(\frac{m_\rho}{m_{A_1}}\right)^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{m_{A_1}^2 + m_\rho^2 - m_\pi^2}{m_{A_1} m_\rho}\right)^2\right] \right\} \sqrt{\left[1 - \left(\frac{m_\rho + m_\pi}{m_{A_1}}\right)^2\right] \left[1 - \left(\frac{m_\rho - m_\pi}{m_{A_1}}\right)^2\right]} \approx 300 \text{ МэВ}. \quad /7/$$

Рассмотрим теперь радиационный распад $A_1^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$. В работах^{/5/} было показано, что включение электромагнитных взаимодействий приводит к картине векторной доминантности. Поэтому треугольные диаграммы выступают здесь в качестве основных структурных блоков, с той лишь разницей, что теперь векторные ρ^0 -мезоны переходят в фотоны (A_μ):

$$\mathcal{L}_{\text{эм}} = \frac{e}{g_\rho} m_\rho^2 A_\mu \rho^\mu. \quad /8/$$

Амплитуда процесса имеет вид

$$M_{A_1^+ \rightarrow \pi^+ \gamma} = i e \left(\frac{g}{2\pi}\right) \frac{g_\rho z F_\pi}{m_{A_1}^2} [p_3^\mu p_1^\nu - (p_3 p_1) g^{\mu\nu}] \xi_\mu(p_1) \xi_\nu(p_3). \quad /9/$$

Поскольку теперь $p_3^2 = p_1^2 = 0$, амплитуда /9/ конечна и градиентно-инвариантна. Отметим, что сильный и радиационный распады A_1 -мезонов практически определяются одной и той же поперечной частью амплитуды /6/ /различие в общем множителе/, что естественно с точки зрения гипотезы векторной доминантности. Ширина распада $A_1^+ \rightarrow \pi^+ \gamma$ равна

* Подобная форма амплитуды была также получена в /3, 8/.

$$\Gamma_{A_1^+ \rightarrow \pi^+ \gamma} = \left(\frac{3}{2}\right)^3 \frac{a a \rho}{\pi} \frac{(z F_\pi)^2}{m_{A_1}} \left(\frac{m_{A_1}^2 - m_\pi^2}{m_{A_1}^2}\right)^3 \approx 320 \text{ кэВ.} \quad /10/$$

В заключение сравним полученные здесь ширины распадов аксиально-векторных A_1 -мезонов с экспериментальными данными

$$\begin{aligned} \Gamma_{A_1 \rightarrow \pi \rho}^{\text{эксп}} &= 315 \pm 45 \text{ МэВ} \quad /6/ \\ \Gamma_{A_1 \rightarrow \pi \gamma}^{\text{эксп}} &= 640 \pm 246 \text{ кэВ} \quad /7/ \end{aligned}$$

Наши теоретические оценки несколько меньше экспериментальных значений. Это можно объяснить тем, что при расчетах использовалось простейшее приближение, основанное на рассмотрении только расходящихся частей кварковых петлевых диаграмм и конечных членов, не содержащих кварковых масс в знаменателе. Однако с качественной точки зрения полученный результат достаточно интересен, поскольку позволяет проследить важную роль, которую играют π - A_1 -переходы в обеспечении калибровочной инвариантности амплитуды /9/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ P2-85-390, Дубна, 1985.
2. Volkov M.K. Ann. Phys., 1984, vol.157, p.282.
3. Gasiorowicz S., Geffen D.A. Rev.Mod. Phys., 1969, vol.41, p.531.
4. Трейман С., Джекив Р., Гросс Д. В кн.: Лекции по алгебре токов. Атомиздат, М., 1977.
5. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1982, т.36, с.1265. Ebert D., Volkov M.K. Z.Phys., 1983, vol.16, p.205.
6. Particle Data Group, Rev.Mod.Phys., 1984, vol.56, Part II.
7. Zielinsky M. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, vol.52, No.14, p.1195.
8. Говорков А.Б. ОИЯИ, P2-84-704, Дубна, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июня 1985 года

Волков М.К., Гулямова З.Л., Осипов А.А.
Градиентно-инвариантное вычисление амплитуд
распадов $A_1 \rightarrow \pi \rho$ и $A_1 \rightarrow \pi \gamma$

P2-85-427

В кварковой модели сверхпроводящего типа вычислены ширины двухчастичных распадов $A_1/1270$ -мезона: $A_1 \rightarrow \pi \rho$ и $A_1 \rightarrow \pi \gamma$. Показано, что при описании этих процессов необходимо учитывать дополнительные диаграммы с $\pi \rightarrow A_1$ переходами, которые обеспечивают калибровочную инвариантность амплитуды радиационного распада. Детально обсуждается процедура фиксации произвола, связанного с наличием поверхностных членов в этих диаграммах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Volkov M.K., Gulyamova Z.L., Osipov A.A.
Gradient-Invariant Calculation of $A_1 \rightarrow \pi \rho$
and $A_1 \rightarrow \pi \gamma$ Decay Amplitudes

P2-85-427

Gauge-invariant expressions for the amplitudes of strong and electromagnetic decays $A_1 \rightarrow \pi \rho$ and $A_1 \rightarrow \pi \gamma$ are found within the superconducting quark model taking into account $\pi \rightarrow A_1$ transitions. The procedure of fixation of ambiguity due to surface terms in these diagrams is discussed in detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985