объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-278

Е.З.Авакян*, С.Л.Авакян*, Г.В.Ефимов,
М.А.Иванов

РОЛЬ A_1-МЕЗОНА В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ АДРОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

* Ташкентский государственный университет

1986

I. Введение

Особый интерес представляет изучение слабого радиационного распада $\pi^- \to e\nu\gamma$. Этот распад давно привлекает внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Объектом изучения является параметр γ, равный отношению аксиального формфактора к векторному в структурно-зависимой части амплитуды распада. Экспериментальные данные о величине и знаке γ неоднозначны и недостаточно точны:

$$\gamma_{экс}^{/2/} = 0,44 \pm 0,12 \quad \text{или} \; - 2,36 \pm 0,12 \tag{I}$$

Подробный обзор как экспериментальных данных, так и теоретических предсказаний дан в [I].

Распад $\pi \to e\nu\gamma$ рассматривался в рамках кварковых моделей (см., например, [3,4]), в киральных теориях [5], в подходах, основанных на использовании правил сумм (см.,например, [6]). Оказалось, что учет только однопетлевых кварковых диаграмм, в которых пропагатор кварка - пропагатор свободного фермиона, приводит к значению $\gamma = I$ [3,4,6]. В киральных теориях γ отличается от I (0,42[5] или I/3 [3]) только потому, что в петлях вместо кварков находятся нуклоны. Нам кажется, что такой подход противоречит современным представлениям о кварковой структуре адронов. В остальных подходах для получения значения γ, отличного от I, необходимы дополнительные предположения. Например, в [4,6] изменение значения γ происходит за счет феноменологического учета глюонных поправок. В [3] отмечается, что, возможно, важную роль в данном процессе играют промежуточные ρ- и A -мезоны, но автору пока не удалось последовательно учесть соответствующие диаграммы.

Настоящая работа также посвящена изучению распада $\pi \to e\nu\gamma$. Мы, как и в [3], проводим точку зрения, что поправки, связанные с учетом вкладов от A_1 -мезона, должны объяснить величину параметра γ. Однако нам представляется, что задача должна быть поставлена более широко. Именно, необходимо выяснить влияние A_1 -мезона, происходящее из-за существования $A \to \pi$ -перехода, на основные процессы низкоэнергетической физики легких мезонов. Следует заметить, что имеются утверждения [7], что учет этих поправок улучшает описание низкоэнергетических адронных процессов.

Все рассмотрение будет проводиться в рамках виртон-кварковой модели (ВКМ) [8]. Эта модель, основанная на представлении, что адроны состоят из кварков, а кварки в области конфайнмента можно описать виртонным полем, дала единую картину адронной физики низких энергий. В модели имеется лишь два независимых параметра, характеризующих область конфайнмента и массу кварка.

Работа построена следующим образом. Во-первых, показано, что учет влияния A_1 -мезона на низкоэнергетические процессы из-за существования $A\to\pi$ перехода приводит лишь к незначительному изменению двух независимых параметров модели, не меняя основных характеристик низкоэнергетической физики мезонов.

Во-вторых, показано, что модель правильно описывает физику A_1 -мезона. Вычислены ширины сильного ($A_1\to\rho\pi$), радиационных ($A_1\to\pi\gamma,\omega\gamma,\rho\gamma$) распадов. Слабое взаимодействие A_1 -мезона рассмотрено в процессе $\tau\to A_1\nu_\tau$. Полученные теоретические числа находятся в неплохом согласии с экспериментальными данными.

В-третьих, рассмотрен распад $\pi^-\to e\nu\gamma$. Оказалось, что учет $A\to\pi$ перехода приводит к величине для параметра

$$\gamma = 0{,}53\,,$$

что достаточно близко к (I).

Таким образом, оказалось, что учет влияния A_1 -мезона в низкоэнергетических процессах в целом улучшает согласие теории с экспериментом и дает разумное описание параметра γ в распаде $\pi^-\to e\nu\gamma$.

2. Основные параметры модели

Приступим к вычислению основных характеристик низкоэнергетической физики адронов и определим параметры модели с учетом и без учета недиагональных $A\to\pi$ переходов. Лагранжиан взаимодействия мезонов с кварками выбран в следующем виде:

$$\mathcal{L}=\frac{ig_P}{\sqrt{2}}\pi_i\bar{q}\gamma^5\tau_i q+\frac{g_V}{\sqrt{2}}v_{i\mu}\bar{q}\gamma^\mu\tau_i q+\frac{g_A}{\sqrt{2}}A_{i\mu}\bar{q}\gamma^\mu\gamma^5\tau_i q\,. \qquad (2.\mathrm{I})$$

Здесь g_P, g_V, g_A - константы связи для псевдоскалярного, векторного аксиально-векторного мультиплетов π_i, $v_{i\mu}$, $A_{i\mu}$; они вычисляются из условия связности /8/.

Мезонный лагранжиан с недиагональными членами, соответствующими $A\to\pi$ переходам, может быть диагонализован, как это делается в /7,9/. При этом происходит перенормировка псевдоскалярной константы взаимодействия и появляется дополнительный член в лагранжиане взаимодействия π -мезонов с кварками. Мы учитываем $A\to\pi$ переходы, непосредственно рассматривая дополнительные диаграммы. Такой подход,

очевидно, эквивалентен диагонализации, но представляется нам более наглядным.

В отличие от предыдущих работ по ВКМ /8/, расчеты проводились в рамках ВКМ с конфайнмированными петлями (см. приложение). Параметрами модели являются: L - величина, характеризующая область конфайнмента, m_q - масса кварка.

Параметры L и m_q определяются фитированием по основным распадам низкоэнергетической физики. В качестве основных величин, по которым проводилось фитирование, выбраны:

- f_π - константа слабого распада π -мезона,
- $g_{\pi\gamma\gamma}$ - константа электромагнитного распада π -мезона,
- $g_{\rho\pi\pi}$ - константа сильного распада ρ -мезона,
- $g_{\omega\pi\gamma}$ - константа радиационного распада ω -мезона,
- $1/f_v$ - константа перехода $\rho^0\to\gamma$.

В таблице I приведены основные параметры модели, полученные в результате фитирования без учета и с учетом $A\to\pi$ перехода. Из таблицы видно, что учет недиагональных $A\to\pi$ переходов ведет к небольшому переопределению параметров модели.

Константы связи для псевдоскалярных, векторных, аксиально-векторных и скалярных мезонов определяются из условия связности $Z=0$. В таблице 2 приведены диаграммы, аналитические выражения и численные значения, полученные для констант связи без учета и с учетом $A\to\pi$ перехода . Из таблицы 2 видно, что дополнительная диаграмма, дающая вклад в константу связи, появляется только в случае псевдоскалярной связи. Небольшое уменьшение численных значений $\lambda_A, \lambda_V, \lambda_S$ связано с изменением параметров модели L и m_q .

В таблице 3 приведены диаграммы основных процессов, инвариантные амплитуды, аналитические выражения для констант, численные значения, полученные с учетом и без учата $A\to\pi$ перехода, относительный вклад от диаграмм с $A\to\pi$ переходом.

Таблица I

Параметры модели	Значения параметров без учета перехода	Значения параметров с учетом перехода
L	4,7 ГэВ$^{-1}$	5,48 ГэВ$^{-1}$
m_q	245 МэВ	220 Мэв

Таблица 2

Константы	Диаграммы	Явный вид λ^{-1}	Константы связи без учета $A\to\pi$ перехода	Константы связи с учетом $A\to\pi$ перехода
λ_A		$\lambda_A^{-1} = 8\,C_B^{(0)}$	0,I3	0,II
λ_P		$\lambda_P^{-1} = 12\,C_B^{(0)}\left[1 + 48\lambda_A C_A^{(0)} C_A^{(0)}/(M_A^2 C_B^{(0)})\right]$	0,088	0,054
λ_V		$\lambda_V^{-1} = 8\,C_B^{(0)}$	0,I3	0,II
λ_S		$\lambda_S^{-1} = 12\,C_B^{(0)}$	0,088	0,073

Итак, оказалось, что учет влияния A_1 -мезона на низкоэнергетическую физику приводит в рамках нашего подхода к незначительному переопределению параметров L и m_q, характеризующих кварк-виртонное поле. Значения основных констант низкоэнергетической физики находятся в хорошем (с I5% точностью) согласии с экспериментальными данными.

3. Физика A_1 -мезона

В данном параграфе рассматриваются основные распады A_1 - мезона и вклад в физику A_1 мезона недиагональных $A\to\pi$ переходов. В рамках ВКМ эти распады рассматривались в работах /I0,II/, но без учета недиагональных переходов.

3.I. Сильный распад A_1- мезона ($A_1\to\rho\pi$)

а) б)

Рис.I

Рассматриваемый процесс без учета $A\to\pi$ перехода определяется диаграммой, приведенной на рисунке Iа. Инвариантная амплитуда записывается в виде:

Таблица 3

№	Процесс	Диаграммы	Инвариантная амплитуда	Наблюдаемая величина	Эксперимен-тальное значение	Значение без учета $A\to\pi$ перехода	Учет $A\to\pi$ перехода: Абсолютное значение	Учет $A\to\pi$ перехода: Относительный вклад от $A\to\pi$ перехода
1	$\pi\to\mu\nu$		$M=\frac{G}{\sqrt{2}}\cos\theta_c\, f_\pi \cdot m_\mu \bar{u}_\mu (1-\gamma^5) u_\nu$	$f_\pi = \frac{12\sqrt{\lambda_P}}{L\pi} C_A^{(0)} \times \left[1+2C_r C_B^{(0)}/C_A^{(0)}\right]$	I32 Мэв	I35 Мэв	I38 Мэв	0,38
2	$\pi\to\gamma\gamma$		$M=e^2 g_{\pi\gamma\gamma}\,\varepsilon(\epsilon_1 q_1 \epsilon_2 q_2)$	$g_{\pi\gamma\gamma} = \frac{L}{\pi}\sqrt{\frac{\lambda_P}{2}}$	0,276 Гэв$^{-I}$	0,269 Гэв$^{-I}$	0,289 Гэв$^{-I}$	0
3	$\rho\to\pi\pi$		$M=g_{\rho\pi\pi}\,\epsilon^\mu (p_1-p_2)^\mu$	$g_{\rho\pi\pi} = 48\lambda_P\sqrt{2\lambda_V}\, C_B^{(0)} \times \left[1+2C_r C_A^{(0)}/C_B^{(0)}\right]$	6,I	5,53	5,4	0,I
4	$\omega\to\pi\gamma$		$M=e\, g_{\omega\pi\gamma}\,\varepsilon(p\epsilon_\omega q \epsilon_\gamma)$	$g_{\omega\pi\gamma} = 6L\sqrt{\lambda_P\lambda_V}$	2,54 Гэв$^{-I}$	2,24 Гэв$^{-I}$	2,34 Гэв$^{-I}$	0
5	$\rho\to\gamma\to e^-e^+$		$M=\frac{e^2}{f_V}\,\bar{\ell}\,\hat{\epsilon}_q\,\ell$	$\frac{1}{f_V} = \frac{2\sqrt{\lambda_V}}{\pi} C_B^{(0)}$	0,I96	0,2I3	0,I86	0

x $C_r = 24\lambda_A C_A^{(0)}/M_A^2$. xx $C_A^{(0)}$, $C_B^{(0)}$ - структурные интегралы (см. приложение)

$$M_a(A_1\to\rho\pi)=\frac{32\cdot 12\cdot\pi}{L}\sqrt{\frac{\lambda_A\lambda_\rho\lambda_v}{2}}\;C_A^{(0)}\,\epsilon^\mu(\hat p)\,\epsilon^\nu(\hat q)\,g^{\mu\nu} \qquad (3.1)$$

$\epsilon^\mu(\hat p),\ \epsilon^\nu(\hat q)$ - векторы поляризации A_1 и ρ -мезонов, $C_A^{(0)}$ - структурный интеграл, явный вид которого приведен в приложении.

Учет $A\to\pi$ перехода приводит к появлению дополнительной диаграммы, изображенной на рисунке 1б. Таким образом, с учетом перехода матричный элемент имеет вид

$$M(A_1\to\rho\pi)=\epsilon^\mu(\hat p)\,\epsilon^\nu(\hat q)\,g^{\mu\nu}\,G_{A\rho\pi}\ , \qquad (3.2)$$

где

$$G_{A\rho\pi}=\frac{32\cdot 12\cdot\pi}{L}\sqrt{\frac{\lambda_A\lambda_\rho\lambda_v}{2}}\;C_A^{(0)}\left(1+\frac{96\lambda_A C_B^{(1)}}{M_A^2}\right)\ ; \qquad (3.3)$$

$\lambda_A,\lambda_\rho,\lambda_v$ - константы взаимодействия, определенные в предыдущем параграфе. Ширина распада вычисляется по стандартным формулам:

$$\Gamma_{tot}(A_1\to\rho\pi)=\frac{G^2_{A\rho\pi}}{12\pi M_A^2}\,P^*\left(2+\frac{E_\rho^{*2}}{M_\rho^2}\right)\ ; \qquad (3.4)$$

M_A, M_ρ - массы A_1 и ρ -мезонов, E_ρ^* - энергия ρ -мезона в с.ц.м. Значения для ширин этого распада, полученного с учетом и без учета $A\to\pi$ переходов, приведены в таблице 4. Оказалось, что учет $A\to\pi$ перехода приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными /12/.

3.2. Радиационные распады A_1 мезона

а) $A_1\to\pi\gamma$

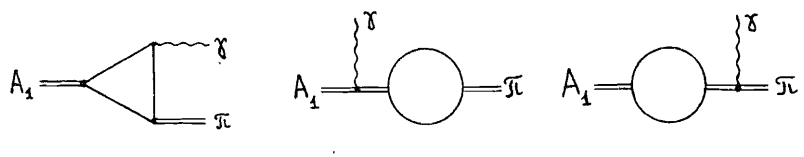

Рис.2

Таблица 4

	Процесс	Экспериментальные значения для ширин	Значения без учета $A\to\pi$ переходов	Значения с учетом $A\to\pi$ переходов
I	$A_1\to\rho\pi$	315 ± 45 Мэв /12/	414 Мэв	271 Мэв
2	$A_1\to\pi\gamma$	640 ± 246 Кэв /13/	985 Кэв	875 Кэв
3	$A_1\to\rho\gamma$	———	34 Кэв	51 Кэв
4	$A_1\to\omega\gamma$	———	297 Кэв	451 Кэв
5	$\tau\to A_1\gamma$	$(32\pm9)\cdot10^{-5}$ эв	$23{,}4\cdot10^{-5}$ эв	$11\cdot10^{-5}$ эв

Амплитуда данного процесса определяется набором диаграмм, изображенных на рисунке 2. После стандартных вычислений, аналогичных приведенным в приложении, получаем

$$M(A_1\to\pi\gamma)=\epsilon^\mu(\hat p)\,\epsilon^\nu(\hat q)\,ie\left[g_{\mu\nu}(pq)-p_\nu q_\mu\right]\frac{G_{A\pi\gamma}}{M_A^2}\ , \qquad (3.5)$$

где $\epsilon^\mu(\hat p),\ \epsilon^\nu(\hat q)$ - векторы поляризации аксиального мезона и γ - кванта

$$G_{A\pi\gamma}=\frac{8\sqrt{\lambda_A\lambda_P}}{L}\,\mu_A^2\,e^{\mu_q^2}\ . \qquad (3.6)$$

Здесь λ_A,λ_P - константы взаимодействия A_1- и π -мезонов с кварками, $\mu_A=(m_AL/2)^2$, $\mu_q=(m_qL/2)^2$. В данном случае влияние переходов состоит в изменении параметров L и m_q и в соответствующем изменении констант взаимодействия.

Ширина распада вычисляется по стандартным формулам:

$$\Gamma(A_1\to\pi\gamma)=\frac{\alpha}{24M_A}\left(1-\frac{m_\pi^2}{M_A^2}\right)^3 G^2_{A\pi\gamma}\ . \qquad (3.7)$$

В таблице 4 приведены значения для ширины $\Gamma(A_1\to\pi\gamma)$, полученные с использованием параметров, зафиксированных в предыдущем параграфе, как без учета, так и с учетом недиагональных $A\to\pi$ переходов.

б) $A_1 \to V\gamma$.

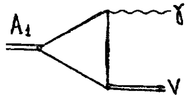

Рис.3

Распады аксиальных векторных мезонов на векторный мезон и фотон могут служить хорошим источником информации об аксиально-векторных мезонах. Пока, к сожалению, нет экспериментальных данных о ширинах распадов $A_1 \to \rho^0\gamma$, $A_1 \to \omega\gamma$. В низшем порядке теории возмущений распад $A_1 \to V\gamma$ определяется диаграммой, изображенной на рис.3. Проведя соответствующее вычисления, находим.

$$M(A\to V\gamma) = ie\Big[\varepsilon_{\mu\nu\alpha\sigma} q_2^{\sigma} \frac{3M_V^2 - M_A^2}{2} + \frac{L^2}{4}\varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} p^{\alpha} p^{\sigma} q_1^{\rho} + \frac{L^2}{4}\varepsilon_{\alpha\sigma\rho\nu} q_1^{\mu} q_1^{\sigma} p^{\rho}\Big] \times \epsilon^{\mu}(\hat p)\,\epsilon^{\alpha}(\hat q_1)\,\epsilon^{\nu}(\hat q_2)\, G_{AV\gamma} \; ; \qquad (3.8)$$

здесь

$$G_{AV\gamma} = Sp\, \tilde\lambda_A \{\tilde\lambda_V, Q_{em}\} \sqrt{\lambda_A \lambda_V}\, 2\mu_q e^{M_q^2}, \qquad (3.9)$$

где $\tilde\lambda_A$, $\tilde\lambda_V$ - соответствующие матрицы Гелл-Манна, Q_{em} - зарядовая матрица кварков.

В данном случае, как и в случае распада $A_1 \to \pi\gamma$, влияние $A \to \pi$ состоит в изменении параметров виртонного поля и констант взаимодействия. В таблице 4 приведены полученные нами значения для ширин распадов $A_1 \to \rho^0\gamma$, $A_1 \to \omega\gamma$.

3.3. Слабое взаимодействие A_1 -мезона

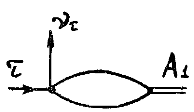

Рис.4

Рассмотрим слабое взаимодействие A_1 -мезона на примере распада $\tau \to A_1 \nu_\tau$. Теоретический расчет ширины этого распада интересен еще и потому, что экспериментальные данные весьма неточны /I4/. Диаграмма, определяющая амплитуду этого распада, приведена на рисунке 4. Инвариантная амплитуда имеет вид

$$M(\tau \to A_1 \nu_\tau) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos\theta_c\, g_{\tau A\nu}\, \epsilon^{\mu}(\hat p)\, \bar\nu(\hat q)\, \gamma^{\mu}(1-\gamma^5)\, \tau(\hat k) . \qquad (3.10)$$

Ширина данного распада вычисляется по формуле

$$\Gamma = \frac{1}{16\pi} G_F^2 (\cos\theta_c)^2 \left[\frac{g_{\tau A\nu}}{M_A}\right]^2 m_\tau^3 \left(1 - \frac{M_A^2}{m_\tau^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_A^2}{m_\tau^2}\right) ; \qquad (3.11)$$

G_F - константа Ферми, θ_c - угол Кабиббо,

$$g_{\tau A\nu} = \frac{48\sqrt{\lambda_A}}{\pi L^2}\, C_B^{(1)} , \qquad (3.12)$$

$C_B^{(1)}$ - структурный интеграл, явный вид которого приведен в приложении. Результаты расчетов приведены в таблице 4.

Из таблицы 4 видно, что учет $A \to \pi$ переходов ведет к уменьшению значения ширин распадов $A_1 \to \rho\pi$, $A_1 \to \pi\gamma$, $\tau \to A_1 \nu_\tau$. В первых двух случаях это улучшает согласие с экспериментальными данными. Учет $A \to \pi$ перехода в распаде $\tau \to A_1 \nu_\tau$ приводит к ухудшению согласия с экспериментом, но имеющиеся экспериментальные данные требуют уточнения.

4. Распад $\pi^- \to e\nu\gamma$

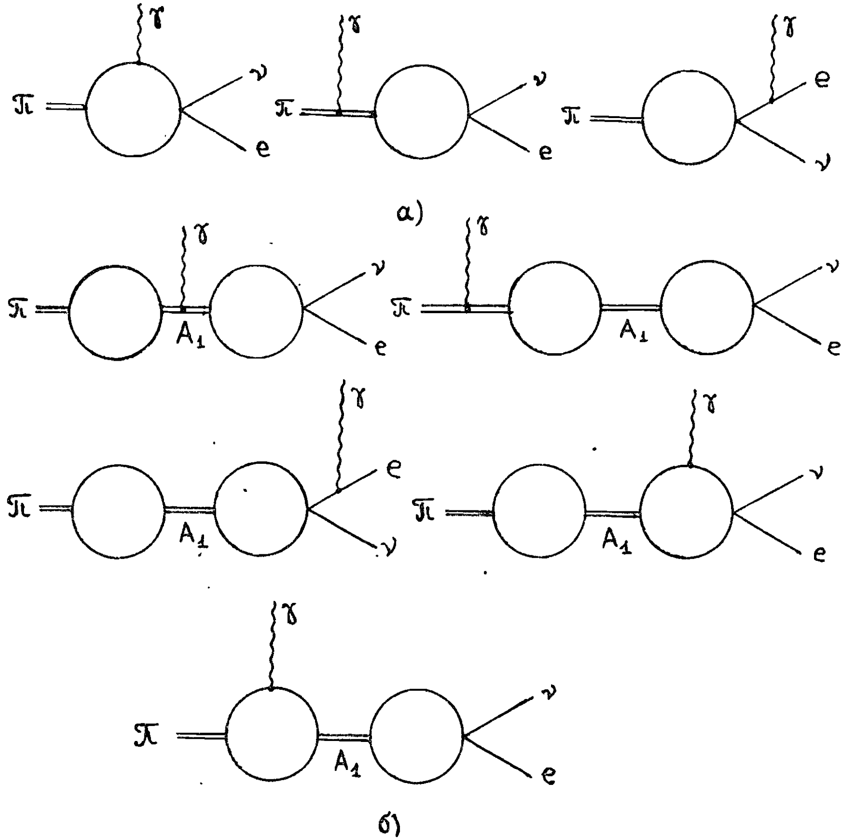

Рис.5

Амплитуда данного процесса определяется диаграммами, изображенными на рис.5. Она может быть представлена в виде

$$M(\pi \to e\nu\gamma) = M_{IB} + M_{SD}, \qquad (4.1)$$

где M_{IB} - структурно независимая часть амплитуды,
M_{SD} - структурно зависимая часть амплитуды.

С теоретической точки зрения интерес представляет M_{SD}, связанная с внутренней структурой адрона. Обычно M_{SD} представляется в виде

$$M_{SD}(\pi \to e\nu\gamma) = -e\frac{G_F}{\sqrt{2}}\cos\theta_c\, \ell^{\mu}_{w}\, \epsilon^{\nu}_{\gamma}\, T^{\mu\nu}_{SD}, \qquad (4.2)$$

где ℓ^{μ}_{w} - слабый лептонный ток, ϵ^{ν}_{γ} - вектор поляризации γ-кванта,

$$T^{\mu\nu}_{SD} = f_A(t)\left[g^{\mu\nu}pq - p^{\nu}q^{\mu}\right] - i f_V(t)\,\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}p_{\alpha}q_{\beta}, \qquad (4.3)$$

$$t = (p-q)^2.$$

Экспериментально определяется величина

$$\gamma = \frac{f_A(0)}{f_V(0)}. \qquad (4.4)$$

Как уже говорилось во введении, теоретически значение γ вычислялось в различных моделях. Некоторые из полученных при этом результатов приведены в таблице 5.

Амплитуда (4.1) без учета $A \to \pi$ перехода определяется диаграммами, изображенными на рис. 5а. Оказалось, что

$$f_A(0) = f_V(0) = \frac{L\sqrt{\lambda_P}}{2\pi}\, e^{M_q^2}, \qquad (4.5)$$

т.е. $\gamma = 1$, что совпадает с результатом, полученным в обычных кварковых моделях.

Учет $A \to \pi$ перехода приводит к появлению дополнительных диаграмм, представленных на рис. 5б. Эти диаграммы вносят вклад в аксиальный формфактор $f_A(t)$.

Таким образом, с учетом всех диаграмм, приведенных на рис.5, $f_A(0)$ и $f_V(0)$ оказались равными:

$$f_A(0) = \frac{L\sqrt{\lambda_P}}{2\pi}\, e^{M_q^2}\left(1 - \frac{48\lambda_A C_B^{(1)}}{M_A^2}\right), \qquad (4.6)$$

$$f_V(0) = \frac{L\sqrt{\lambda_P}}{2\pi}\, e^{M_q^2}. \qquad (4.7)$$

Здесь $C_B^{(1)}$ - структурный интеграл, явный вид которого приведен в приложении, $M_A^2 = (m_A L/2)^2$. Следовательно,

$$\gamma = 1 - \frac{48\lambda_A C_B^{(1)}}{M_A^2}. \qquad (4.8)$$

Используя значения параметров L, m_q аксиальной константы λ_A, зафиксированные в параграфе 2 с учетом $A \to \pi$ переходов, получаем

$$\gamma = 0{,}53. \qquad (4.9)$$

Таким образом, оказалось, что влияние A_1 -мезона на низкоэнергетическую физику существенно проявляется в слабом радиационном распаде π -мезона. Учет диаграмм с виртуальным A_1 -мезоном привел к изменению величины γ почти в 2 раза. При этом значение γ оказалось близким к одному из экспериментальных значений.

Таблица 5

Модель	Значение γ
Кварковая модель /3/	I
Кварковая модель /4/	I,4I
σ -модель /3,I5/	0
Приближение нуклонных петель /3/	I/3
Киральная квантовая теория /5/	0,42
Правило сумм и кварк-адронная дуальность /6/	I или 0,3 ± 0,I6

ПРИЛОЖЕНИЕ

Техника расчета однопетлевых кварковых диаграмм

Одно из предположений ВКМ /8/ состоит в том, что пропагатор кварка-виртона имеет вид

$$G(\hat{p}) = L\, e^{\ell\hat{p} + L^2p^2/4} . \qquad (П.1)$$

Выбор пропагатора в виде целой функции обеспечивает отсутствие кварка в свободном состоянии. Для квантования виртонного поля с таким пропагатором используется регуляризационная процедура:

$$G(\hat{p}) = \lim_{\delta\to 0} G^{\delta}(\hat{p}) = \lim_{\delta\to 0} \sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{1}{M_j(\delta) - \hat{p} - i\epsilon} . \qquad (П.2)$$

Можно попытаться придать физический смысл регуляризационной процедуре (П.2). Нам пока неизвестен механизм, превращающий свободный кварк (описываемый обычным дираковским пропагатором) в конфайнмированный. Можно предположить, что реализацией этого механизма является такая регуляризация, в результате которой пропагатор свободного кварка превращается в пропагатор конфайнмированного:

$$\frac{1}{m_q - \hat{p} - i\epsilon} \longrightarrow \sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{1}{M_j(\delta) + m_q - \hat{p} - i\epsilon} \xrightarrow[\delta\to 0]{} L\, e^{\ell\hat{p} + L^2p^2/4} . \qquad (П.3)$$

Идею конфайнмирования можно обобщить на кварковые петли. Петля, представляющая собой свертку пропагатора свободных кварков, превращается в регуляризованную:

$$\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\prod_n \left(S_{m_q}(\hat{k}+\hat{p}_n)\cdot\Gamma\right)_n \longrightarrow \sum_j (-1)^j A_j(\delta)\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\prod_n \left(S_{m_q+M_j(\delta)}(\hat{k}+p_n)\cdot\Gamma\right)_n , \qquad (П.4)$$

где

$$S_{m_q+M_j(\delta)}(\hat{k}+\hat{p}) = \frac{1}{M_j(\delta) + m_q - (\hat{k}+\hat{p}) - i\epsilon} ; \qquad (П.5)$$

Γ - матрицы Дирака, соответствующие адронным вершинам.

Описание низкоэнергетической физики адронов определяется при таком подходе выбором формфактора $V(z)$,

$$\sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{1}{M_j(\delta) - z} \xrightarrow[\delta\to 0]{} V(z) . \qquad (П.6)$$

$V(z)$ должна быть целой и вещественной. В данной работе

$$V(z) = -L\, e^{L^2p^2/4} , \qquad (П.7)$$

что соответствует выбору пропагатора в виртонном виде (П.I). Таким образом, для виртонного пропагатора получим

$$\lim_{\delta\to 0}\sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{1}{M_j(\delta) + m_q - \hat{p} - i\epsilon} = -L\, e^{L^2(m_q - \hat{p})^2/4} . \qquad (П.8)$$

Удобно работать с безразмерными величинами. Будем пользоваться $v(\hat{P}_{об} - \mu_q)$, связанным с $V(\hat{p} - m_q)$ соотношением

$$V(\hat{p} - m_q) = 2v(\hat{P}_{об} - \mu_q) , \qquad (П.9)$$

где

$$\hat{P}_{об} = \frac{\hat{p}L}{2} ; \qquad \mu_q = \frac{m_q L}{2} , \qquad (П.10)$$

$$\sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{1}{M_j + \mu_q - \hat{P}_{об}} = 2v(\hat{P}_{об} - \mu_q) = 2\left[a(-p^2) + \hat{p}\, b(-p^2)\right] . \qquad (П.11)$$

Здесь

$$a(-p^2) = -\lim_{\delta\to 0}\sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{M_j + m_q}{(M_j + m_q)^2 - p^2} , \qquad (П.12)$$

$$b(-p^2) = \lim_{\delta\to 0}\sum_j (-1)^j A_j(\delta)\,\frac{1}{(M_j + m_q)^2 - p^2} . \qquad (П.13)$$

Явный вид $a(-p^2)$, $b(-p^2)$ приведен в /8/.

Приведем для примера расчет характерных однопетлевых кварковых диаграмм.

а) Переход $P \to P$ (диаграмма рис.6)

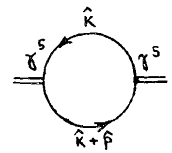

Рис.6

$$\Sigma_{PP}(p^2) = -3\lambda_P\left[\frac{2}{L}\right]^2 I_{PP}(p^2) ,$$

где

$$\lambda_P = \frac{g_P^2}{16\pi^2} ;$$

$$I_{PP}(p^2) = \lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{4\pi^2 i}\sum_j (-1)^j A_j(\delta)\, Sp\left\{\gamma^5 \frac{1}{\mu_j+\mu_q-\hat{k}}\,\gamma^5\,\frac{1}{\mu_j+\mu_q-\hat k-\hat p}\right\} =$$

$$= \lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{i\pi^2}\sum_j(-1)^j A_j(\delta)\,\frac{(\mu_j+\mu_q)^2-k(k+p)}{[(\mu_j+\mu_q)^2-k^2][(\mu_j+\mu_q)^2-(k+p)^2]} =$$

$$= \lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{i\pi^2}\sum_j(-1)^j A_j(\delta)\left\{\frac{1}{(\mu_j+\mu_q)^2-(k+p)^2} - \frac{kp}{[(\mu_j+\mu_q)^2-k^2][(\mu_j+\mu_q)^2-(k+p)^2]}\right\}=$$

$$= \lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{i\pi^2}\sum_j(-1)^j A_j(\delta)\left\{\frac{1}{(\mu_j+\mu_q)^2-k^2}+\int_0^1 d\alpha\, \frac{p^2\alpha}{[(\mu_j+\mu_q)^2-k^2-p^2\alpha\beta]^2}\right\}=$$

$$=2\int\frac{d^4k}{i\pi}\left\{b(-k^2)-p^2\int_0^1 d\alpha\,\alpha\, b'(-k^2-p^2\alpha\beta)\right\}=$$

$$=2p^2\int_0^1 d\alpha\int_0^\infty dz\, b(z-p^2\alpha\beta)+2\int_0^\infty dz\, z\, b(z) =$$

$$=2\int_0^\infty dz\,z\,b(z)+p^2\int_0^\infty dz\, b(z)\, +$$

$$+\, p^2\int_0^{p^2/4} dz\, b(-z)\sqrt{1-\frac{4z}{p^2}}\ .$$

Переход $V\to PP$ (диаграмма рис.7).

$$I^\mu_{VPP}(p_1,p_2)=\lim_{\delta\to 0}\int\frac{d^4k}{4\pi^2 i}\sum_j(-1)^jA_j(\delta)\,Sp\left\{\gamma^\mu\frac{1}{\mu_j+\mu_q-(\hat k-\hat p_1)}\,\gamma^5\,\frac{1}{\mu_j+\mu_q-\hat k}\,\times\right.$$

$$\left.\times\gamma^5\frac{1}{\mu_j+\mu_q-(\hat k+\hat p_2)}\right\} = \lim_{\delta\to 0}\int\frac{d^4k}{\pi^2 i}\sum_j(-1)^jA_j(\delta)\,\times$$

$$\times\left\{\frac{k^\mu-p_1^\mu+p_2^\mu}{[(\mu_j+\mu_q)^2-(k-p_1)^2][(\mu_j+\mu_q)^2-(k+p_2)^2]}+\frac{p_1^\mu kp_2+p_2^\mu kp_1-k^\mu p_1p_2}{[(\mu_j+\mu_q)^2-k^2][(\mu_j+\mu_q)^2-(k-p_1)^2][(\mu_j+\mu_q)^2-(k+p_2)^2]}\right\}$$

$$=(p_2-p_1)^\mu\int_0^1 d\alpha\int_0^\infty dz\, b(z-\alpha\beta M_V^2)=$$

$$=(p_2-p_1)^\mu\left\{\int_0^\infty dz\, b(z)+\int_0^{M_V^2/4}dz\,b(-z)\sqrt{1-\frac{4z}{M_V^2}}\right\}.$$

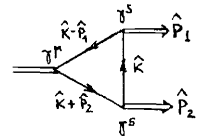

Рис.7

В приближении, когда массы адронов полагаются равными нулю, все однопетлевые диаграммы выражаются через структурные интегралы

$$C_A^{(n)}=\frac{2}{n!}\int_0^\infty dt\, t^{2n+1}\cos 2\mu_q t\; e^{-t^2+\mu_q^2}\ ,$$

$$C_b^{(n)}=\frac{2}{n!}\int_0^\infty dt\,t^{2n}\sin 2\mu_q t\; e^{-t^2+\mu_q^2}\ .$$

Литература

1. Brymon D.A. et al. Phys.Rep., 1982, 88, p.151.
2. Stetz A. et al. Nucl. Phys., 1978, B138, p.285.
3. Lee C.Y. Phys.Rev., 1985, D32, p.658.
4. Paver N., Scadron M.D. N.Cim., 1983, 78A, p.159.
5. Pervushin V.N., Volkov M.K. Phys.Lett., 1975, 58B, p.74.
6. Gerasimov S.B. JINR, E2-11693, Dubna, 1978.
7. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, Р2-85-390, Дубна, 1985.
8. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.5.
9. Gasiarowiz S., Geffen D.A. Rev. Mod.Phys., 1969, 41, p.531.
10. Динейхан М. и др. ОИЯИ, Р2-82-359, Дубна, 1982.
11. Ефимов Г.В. и др. ОИЯИ, Р2-82-712, Дубна, 1982.
12. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1984, 56, Part II.
13. Zielinsky M. et al. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.1195.
14. Klanner R. In: Proc. of Leipzig Conf. Leipzig, 1985, v.II, p.202.
15. Moreno M. Phys.Rev., 1977, D16, p.720.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1986 года.

Авакян Е.З. и др. Р2-86-278

Роль A_1-мезонов в низкоэнергетической физике адронов

Дано описание основных распадов легких мезонов с учетом $A \to \pi$ переходов в рамках виртон-кварковой модели. Вычислены ширины основных распадов A_1-мезона. Для распада $\pi \to e\nu\gamma$ получено отношение аксиального формфактора к векторному $\gamma = f_A/f_V$. Оказалось, что учет A_1-мезона приводит к значению $\gamma = 0{,}53$ в отличие от $\gamma = 1$, получающегося в обычных кварковых моделях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Avakyan E.Z., et al. P2-86-278

Role of A_1-Mesons in the Low-Energy Hadron Physics

The description of main decays of light mesons with taking into account the $A \to \pi$ transitions is given in the framework of quark-virton model. It turns out, that the account of this transitions leads to some redetermination of parameters, characterizing the quark-virton field. The widths of main decays of A_1-meson are calculated. The relation of axial form factor to vector one $\gamma = f_A/f_V$ for $\pi \to e\nu\gamma$ decay is calculated. It turns out that the account of A_1-meson leads to a value $\gamma = 0.53$ instead of $\gamma = 1$ for usual quark models.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986