

РОЛЬ a_1 -МЕЗОНА В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ АДРОНОВ

АВАКЯН Е. З.¹⁾, АВАКЯН С. Л.¹⁾, ЕФИМОВ Г. В., ИВАНОВ М. А.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 5 мая 1986 г.)

Дано описание основных распадов легких мезонов с учетом a_1 - π -переходов в рамках виртон-кварковой модели. Вычислены ширины основных распадов $a_1(1^{++})$ -мезона. Для распада $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ получено отношение аксиального формфактора к векторному $\gamma = f_A(0)/f_V(0)$. Оказалось, что учет a_1 -мезона приводит к $\gamma = 0,53$.

1. Введение

Изучение слабого радиационного распада $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ дает информацию о структуре π -мезона. Структурно-зависящий вклад в амплитуду этого процесса описывается аксиальным f_A и векторным f_V формфакторами. Объектом изучения обычно является отношение этих формфакторов $\gamma = f_A(0)/f_V(0)$.

До недавнего времени экспериментальные данные о величине и знаке γ были неоднозначны и недостаточно точны:

$$\gamma_{\text{эксп}} = 0,44 \pm 0,12 \text{ или } -2,36 \pm 0,12 [1].$$

Подробный обзор как экспериментальных данных, так и теоретических предсказаний дан в [2].

В 1986 г. распад $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ изучался в SIN и LAMPF. С достаточно большим уровнем достоверности были получены значения $\gamma_{\text{эксп}} = 0,52 \pm 0,059$ [3] и $0,39 \pm 0,06$ [4]. Таким образом, результаты последних измерений γ хотя и несколько различаются, но не противоречат друг другу.

Распад $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ рассматривался в рамках кварковых моделей (см., например, [5, 6]), в киральных теориях [7], в подходах, основанных на использовании правил сумм (см., например, [8]). Оказалось, что учет только однопетлевых кварковых диаграмм, в которых пропагатор кварка — пропагатор свободного фермиона, приводит к значению $\gamma = 1$ [5, 6, 8].

Таблица 1

Модель	γ
Кварковая модель [5]	1
Кварковая модель [6]	1,41
σ -модель [5, 9]	0
Приближение нуклонных петель [5]	$1/3$
Киральная квантовая теория [7]	0,42
Правило сумм и кварк-адронная дуальность [8]	1 или $0,3 \pm 0,16$

В киральных теориях γ отличается от 1 ($0,42$ [7] или $1/3$ [5]) 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 1, необходимы дополнительные предположения. Например, в [5, 8] изменение значения γ происходит за счет феноменологического учета глюонных поправок. В [5] отмечается, что, возможно, важную роль

¹⁾ Ташкентский государственный университет.

в данном процессе играют промежуточные ρ - и a_1 -мезоны, но автору не удалось последовательно учесть соответствующие диаграммы. Различные теоретические результаты приведены в табл. 1.

Настоящая работа также посвящена изучению распада $\pi \rightarrow e\nu\gamma$. Мы, как и в [5], считаем, 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: необходимо выяснить влияние a_1 -мезона, происходящее из-за существования a_1 - π -перехода, на основные процессы низкоэнергетической физики легких мезонов. Имеются утверждения [10], что учет этих поправок улучшает описание низкоэнергетических адронных процессов.

Все рассмотрение будет проводиться в рамках виртон-кварковой модели (ВКМ) [11]. 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 имеются лишь два независимых параметра, характеризующих область конфайнмента и массу кварка.

Показано, что, во-первых, учет a_1 -мезона приводит к незначительному изменению параметров модели, во-вторых, модель правильно описывает физику a_1 -мезона. Вычислены ширины сильного $a_1 \rightarrow \rho\pi$ - и радиационных $a_1 \rightarrow \pi\gamma$, $\omega\gamma$, $\rho\gamma$ -распадов. Слабое взаимодействие a_1 -мезона рассмотрено в процессе $\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$. Полученные теоретические значения находятся в неплохом согласии с экспериментальными данными. Рассмотрен распад $\pi \rightarrow e\nu\gamma$. Оказалось, что учет a_1 - π -перехода приводит к $\gamma = 0,53$, что достаточно близко к последним экспериментальным данным.

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 $\pi \rightarrow e\nu\gamma$.

2. Учет a_1 — π -перехода в низкоэнергетических распадах нестранных адронов

Рассмотрим влияние a_1 - π -перехода на основные процессы низкоэнергетической физики адронов.

Лагранжиан взаимодействия мезонов с кварками выбран в следующем виде:

$$\mathcal{L} = \frac{ig_P}{\sqrt{2}} \bar{q}\gamma^5\pi_i\tau_iq + \frac{g_V}{\sqrt{2}} \bar{q}\gamma^\mu\nu_i\tau_iq + \frac{g_A}{\sqrt{2}} \bar{q}\gamma^\mu\gamma^5A_i\tau_iq, \quad (1)$$

где g_P , g_V , g_A — константы связи для псевдоскалярного, векторного, аксиально-векторного мультиплетов.

Расчеты проводятся в ВКМ с конфайнированными петлями [12]. Параметрами модели являются L — величина, характеризующая область конфайнмента, и m_q — масса кварка.

В приближении, когда массами мезонов при вычислении матричных элементов можно пренебречь, все диаграммы выражаются через структурные интегралы

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

$$C_B^{(n)} = \frac{2}{n!} \int_0^\infty dt t^{2n} \sin(2\mu_q t) \exp\{-t^2 + \mu_q^2\}$$

или через функцию

$$a(t) = \cos(2\mu_q t) \exp\{-t^2 + \mu_q^2\} \quad (\mu_q \equiv m_q L/2). \quad (3)$$

Переход a_1 - π происходит через кварковую петлю, изображенную на рис. 1.

В нашем подходе после вычислений, аналогичных приведенным в [12],

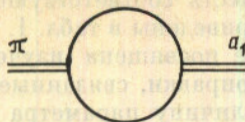


Рис. 1

получаем для матричного элемента этого перехода

$$\Sigma_{a_1\pi}^\mu = i p^\mu \Sigma_{a_1\pi}(0), \quad \Sigma_{a_1\pi}(0) = 24 \frac{g_A g_P}{16\pi^2} \frac{1}{L} C_A^{(0)}. \quad (4)$$

Константы взаимодействия мезонов с кварками вычисляются из условия связности $Z_h=0$ [11].

В табл. 2 приведены диаграммы, аналитические выражения и численные значения для констант связи без учета и с учетом a_1 - π -перехода. Из табл. 2 видно, что дополнительная диаграмма, дающая вклад в константу

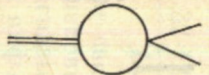
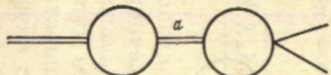
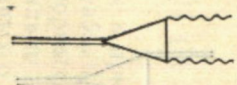
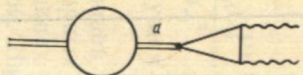
Таблица 2

Константа	Диаграмма	Явный вид λ^{-1}	Константы связи	
			без учета a_1 - π -перехода	с учетом a_1 - π -перехода
λ_A		$\lambda_A^{-1} = 8C_B^{(0)}$	0,13	0,11
λ_P		$\lambda_P^{-1} = 12C_B^{(0)} \left[1 + 48\lambda_A \frac{C_A^{(0)}C_A^{(0)}}{C_B^{(0)}\mu_A^2} \right]$	0,088	0,054
λ_V		$\lambda_V^{-1} = 8C_B^{(0)}$	0,13	0,11
λ_S		$\lambda_S^{-1} = 12C_B^{(0)}$	0,088	0,073

связи, появляется только в случае псевдоскалярной связи. Дополнительная диаграмма для константы взаимодействия аксиальных мезонов с кварками не появляется из-за калибровочного условия $p^\mu a_{1\mu} = 0$. Небольшое уменьшение численных значений $\lambda_A, \lambda_V, \lambda_S$ ($\lambda = g^2/4\pi^2$) связано с изменением параметров модели.

Для определения параметров модели L и m_q были вычислены основные константы низкоэнергетической физики: f_π — константа слабого распада π -мезона, $g_{\pi\gamma\gamma}$ — константа электромагнитного распада π -мезона, $g_{\omega\pi\gamma}$ — константа радиационного распада ω -мезона, $g_{\rho\pi\pi}$ — константа сильного распада ρ -мезона, $1/f_V$ — константа перехода $\rho^0 \rightarrow \gamma$.

В табл. 3 приведены диаграммы процессов, инвариантные амплитуды, аналитические выражения для констант, численные значения, полученные с учетом и без учета a_1 - π -перехода, относительный вклад от диаграмм с a_1 - π -переходом.

Процесс	Диаграммы	Инвариантная амплитуда	Наблюдаемая величина	Экспериментальное значение	Значение без учета $a_1 - \pi$ -перехода	Учет $a_1 - \pi$ -перехода	
						абсолютное значение	относительный вклад от $a_1 - \pi$ -перехода
$\pi \rightarrow \mu\nu$		$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \cos \theta_C f_{\pi} m_{\mu} \bar{u}_{\mu} (1 - \gamma^5) u_{\nu}$	$f_{\pi} = \frac{12 \sqrt{\lambda_P} C_A^{(0)}}{L\pi} \times [1 + 2R * C_B^{(0)}/C_A^{(0)}]$	132 МэВ	135 МэВ	138 МэВ	0,38
							
$\pi \rightarrow \gamma\gamma$		$M = e^2 g_{\pi\gamma\gamma} \varepsilon_1 \varepsilon_2 q_2$	$g_{\pi\gamma\gamma} = \frac{L}{\pi} \sqrt{\frac{\lambda_P}{2}}$	0,276 ГэВ ⁻¹	0,269 ГэВ ⁻¹	0,289 ГэВ ⁻¹	0
							

$$* R = 24\lambda_A C_A^{(0)}/\mu_A^2.$$

Таблица 3 (продолжение)

Процесс	Диаграммы	Инвариантная амплитуда	Наблюдаемая величина	Экспериментальное значение	Значение без учета a_1 - π -перехода	Учет a_1 - π -перехода	
						абсолютное значение	относительный вклад от a_1 - π -перехода
$\rho \rightarrow \pi\pi$		$M = g_{\rho\pi\pi} \varepsilon^\mu (p_1 - p_2)^\mu$	$g_{\rho\pi\pi} = 48\lambda_p \sqrt{2\lambda_V} C_B^{(0)} \times [1 + 2RC_A^{(0)}/C_B^{(0)}]$	6,1	5,53	5,4	0,1
$\omega \rightarrow \pi\gamma$		$M = eg_{\omega\pi\gamma} \varepsilon (p_\omega q e_\gamma)$	$g_{\omega\pi\gamma} = 6L \sqrt{\lambda_{p\lambda_V}}$	2,54 ГэВ ⁻¹	2,24 ГэВ ⁻¹	2,34 ГэВ ⁻¹	0
$\rho \rightarrow \gamma \rightarrow e^- e^+$		$M = \frac{e^2}{f_V} \widehat{\tau} e_{q\ell}$	$\frac{1}{f_V} = \frac{2\sqrt{\lambda_V}}{\pi} C_B^{(0)}$	0,196	0,213	0,186	0

Процесс	Значения ширины	
	эксперимент	с учетом a_1 - π -переходов
$a_1 \rightarrow \rho\pi$	315 ± 45 МэВ [15]	271 МэВ
$a_1 \rightarrow \pi\gamma$	640 ± 246 кэВ [16]	875 кэВ
$a_1 \rightarrow \rho\gamma$	—	51 кэВ
$a_1 \rightarrow \omega\gamma$	—	451 кэВ
$\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$	$(32 \pm 9) \cdot 10^{-5}$ эВ	$11 \cdot 10^{-5}$ эВ

Оказалось что наилучшее согласие с экспериментальными данными для всего набора констант достигается (без учета a_1 - π -перехода) при

$$L=4,7 \text{ ГэВ}^{-1} \text{ и } m_q=245 \text{ МэВ.} \quad (5)$$

Если учесть дополнительные диаграммы с a_1 - π -переходом, то наилучшее согласие с экспериментом получается при

$$L=5,48 \text{ ГэВ}^{-1} \text{ и } m_q=220 \text{ МэВ.} \quad (6)$$

Таким образом, учет влияния a_1 -мезона на низкоэнергетическую физику приводит в рамках нашего подхода к незначительному переопределению параметров L и m_q , характеризующих кварк-виртронное поле. Значения основных констант низкоэнергетической физики находятся в хорошем (с 15%-ной точностью) согласии с экспериментальными данными.

3. Физика a_1 -мезона

Рассмотрим основные распады a_1 -мезона. В рамках ВКМ эти распады исследовались в [13, 14]. Учтем дополнительные диаграммы, связанные с наличием a_1 - π -переходов. При расчетах будем пользоваться параметрами (6).

Сильный распад $a_1 \rightarrow \rho\pi$ описывается диаграммами, изображенными на

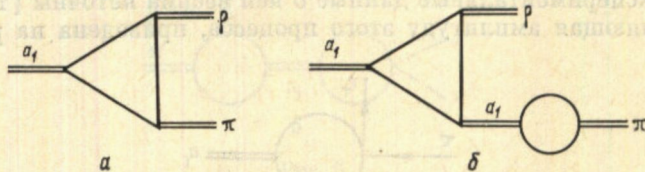


Рис. 2

рис. 2. Матричный элемент этого процесса имеет вид

$$M(a_1 \rightarrow \rho\pi) = \varepsilon^\mu(\hat{p}) \varepsilon^\nu(\hat{q}) g^{\mu\nu} G_{a_1\rho\pi}, \quad (7)$$

где

$$G_{a_1\rho\pi} = \frac{32 \cdot 12\pi}{L} \sqrt{\frac{\lambda_\Lambda \lambda_\rho \lambda_\nu}{2}} C_\Lambda^{(0)} \left(1 + \frac{96\lambda_\Lambda C_B^{(1)}}{\mu_\Lambda^2} \right), \quad (8)$$

λ_Λ , λ_ρ , λ_ν — константы связи, определенные в предыдущем разделе. Полученное значение для ширины приведено в табл. 4.

Радиационные распады аксиально-векторных мезонов могут служить хорошим источником информации об аксиально-векторных мезонах. К сожалению, пока нет экспериментальных данных о ширинах распада $a_1 \rightarrow \rho\gamma$, $a_1 \rightarrow \omega\gamma$, а ширина $a_1 \rightarrow \pi\gamma$ измерена с большой ошибкой. На рис. 3 изображены диаграммы процесса $a_1 \rightarrow \pi\gamma$, а на рис. 4 — диаграмма процесса $a_1 \rightarrow V\gamma$ ($V = \rho, \omega$).

$$M(a_1 \rightarrow \pi\gamma) = \varepsilon^\mu(\hat{p}) \varepsilon^\nu(\hat{q}_2) ie [g^{\mu\nu} pq - p^\nu q^\mu] G_{a_1\pi\gamma} / M_{a_1}^2, \quad (9)$$

$$M(a_1 \rightarrow V\gamma) = ie \left[\varepsilon_{\mu\nu\alpha\sigma} q_2^\sigma \frac{3\mu_V^2 - \mu_\Lambda^2}{2} + \frac{L^2}{4} \varepsilon_{\rho\sigma\mu\nu} P^\rho P^\sigma q_1^\mu + \right]$$

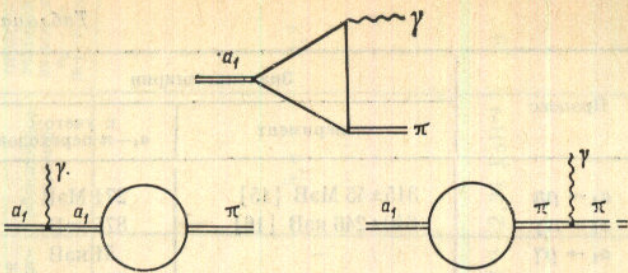


Рис. 3

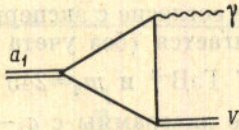


Рис. 4

$$+ \frac{L^2}{4} \epsilon_{\alpha\sigma\rho\nu} q_1^\mu q_2^\sigma p^\rho \left. \right] \epsilon_\mu(\hat{p}) \epsilon_\alpha(\hat{q}_1) \epsilon_\nu(\hat{q}_2) G_{a_1\nu\gamma}. \quad (10)$$

Здесь $\epsilon^\mu(\hat{p})$, $\epsilon^\nu(\hat{q}_2)$, $\epsilon^\alpha(\hat{q}_1)$ — векторы поляризации соответственно аксиально-векторного мезона, фотона и векторного мезона,

$$G_{a_1\pi\gamma} = (8\sqrt{\lambda_A \lambda_P} / L) \mu_{a_1}^2 a(0), \quad (11)$$

$$G_{a_1\nu\gamma} = \text{Sp}(\tilde{\lambda}_{a_1} \{ \tilde{\lambda}_{\nu} Q_{em} \}) \sqrt{\lambda_A \lambda_V} 2\mu_q a(0), \quad (12)$$

$\tilde{\lambda}_{A,V}$ — соответствующие матрицы Гелл-Манна, Q_{em} — зарядовая матрица. Полученные значения для ширины радиационных распадов a_1 -мезона приведены в табл. 4.

Слабое взаимодействие a_1 -мезона рассмотрено на примере распада $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$. Теоретический расчет ширины этого распада интересен еще и потому, что экспериментальные данные о ней весьма неточны [17]. Диаграмма, определяющая амплитуду этого процесса, приведена на рис. 5. Инва-

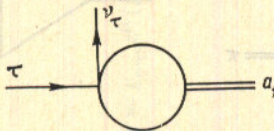


Рис. 5

риантная амплитуда имеет вид

$$M(\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau) = (G_F / \sqrt{2}) \cos \theta_C g_{\tau a_1 \nu} \Sigma^\mu(\hat{p}) \bar{\nu}(\hat{q}) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \tau(\hat{k}), \quad (13)$$

где G_F — константа Ферми, θ_C — угол Кабиббо,

$$g_{\tau a_1 \nu} = (48\sqrt{\lambda_A} / \pi L^2) C_B^{(1)}. \quad (14)$$

Результат расчета приведен в табл. 4.

Из табл. 4 видно, что в рамках нашего подхода с учетом a_1 - π -перехода удастся с неплохой точностью описать основные распады a_1 -мезона. Имеется расхождение теоретического значения ширины $\tau \rightarrow a_1 \nu_\tau$ с экспериментом, но экспериментальные данные требуют уточнения.

4. Распад $\pi \rightarrow e\nu\gamma$

Амплитуда данного процесса определяется диаграммами, изображенными на рис. 6. Она может быть представлена в виде

$$M(\pi \rightarrow e\nu\gamma) = M_{IB} + M_{SD}, \quad (15)$$

где M_{IB} — структурно-независящая часть амплитуды, M_{SD} — структурно-зависящая часть амплитуды. С теоретической точки зрения интерес представляет M_{SD} , связанная с внутренней структурой адронов. Обычно M_{SD} представляется в виде

$$M_{SD}(\pi \rightarrow e\nu\gamma) = -(G_F/\sqrt{2}) e \cos \theta_C l_w^\mu \varepsilon^\nu(\hat{q}) T_{SD}^{\mu\nu}, \quad (16)$$

где l_w^μ — слабый лептонный ток, $\varepsilon^\nu(\hat{q})$ — вектор поляризации γ -кванта,

$$T_{SD}^{\mu\nu} = f_A(t) [g^{\mu\nu} p q - p^\nu q^\mu] - i f_V(t) \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha q^\beta, \quad t = (p-q)^2. \quad (17)$$

Экспериментально определяется величина

$$\gamma = f_A(0)/f_V(0). \quad (18)$$

Амплитуда (15) без учета взаимодействия с промежуточным a_1 -мезо-

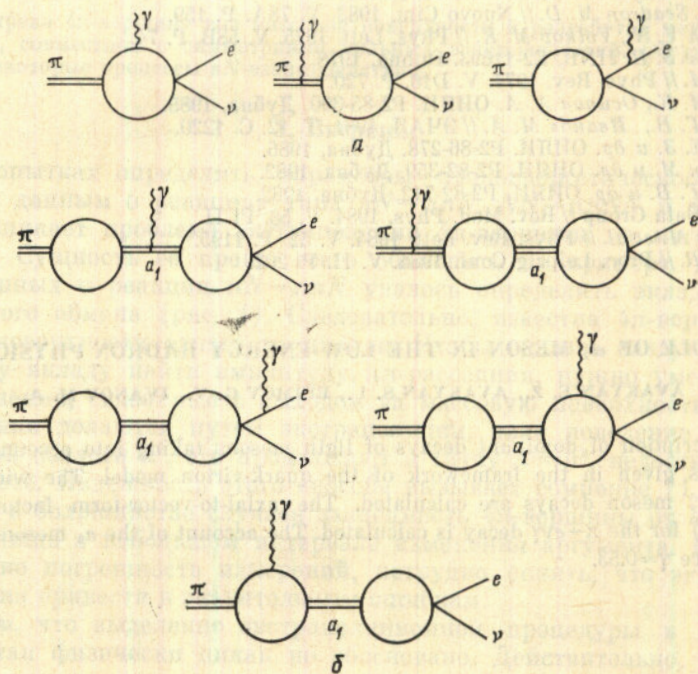


Рис. 6

ном определяется диаграммами, изображенными на рис. 6а. При этом

$$f_A(0) = f_V(0) = (L\sqrt{\lambda_P}/2\pi) a(0), \quad (19)$$

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

Учет промежуточного a_1 -мезона приводит к появлению дополнительных диаграмм, представленных на рис. 6б. Эти диаграммы вносят вклад в аксиальный формфактор $f_A(t)$.

Таким образом, с учетом всех диаграмм, приведенных на рис. 6,

$$f_A(0) = \frac{L\sqrt{\lambda_P}}{2\pi} a(0) \left[1 - \frac{48\lambda_A}{\mu_A^2} \left(\frac{2C_A^{(0)} C_B^{(0)}}{a(0)} - C_B^{(1)} \right) \right], \quad (20)$$

$$f_V(0) = (L\sqrt{\lambda_P}/2\pi) a(0). \quad (21)$$

Следовательно,

$$\gamma = 1 - \frac{48\lambda_A}{\mu_A^2} \left(\frac{2C_A^{(0)} C_B^{(0)}}{a(0)} - C_B^{(1)} \right). \quad (22)$$

Используя значения параметров L , m_q , аксиальной константы λ_A , приве-

денные в разд. 2 с учетом a_1 - π -переходов, получаем

$$\gamma=0,53. \quad (23)$$

Таким образом, оказалось, что влияние a_1 -мезона 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.

Литература

1. Stetz A. et al. // Nucl. Phys. 1978. V. B138. P. 285.
2. Bryman D. A. et al. // Phys. Rep. 1982. V. 88. P. 151.
3. Bay A. et al. // Phys. Lett. 1983. V. 174B. P. 445.
4. Pilonen L. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 1402.
5. Lee C. Y. // Phys. Rev. 1985. V. D32. P. 658.
6. Paver N., Scadron M. D. // Nuovo Cim. 1983. V. 78A. P. 159.
7. Pervushin V. N., Volkov M. K. // Phys. Lett. 1975. V. 58B. P. 74.
8. Gerasimov S. B. JINR, E2-11693. Dubna, 1978.
9. Moreno M. // Phys. Rev. 1977. V. D16. P. 720.
10. Волков М. К., Осипов А. А. ОИЯИ. P2-85-390. Дубна, 1985.
11. Ефимов Г. В., Иванов М. А. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 1220.
12. Авакян Е. З. и др. ОИЯИ. P2-86-278. Дубна, 1986.
13. Динейхан М. и др. ОИЯИ. P2-82-359. Дубна, 1982.
14. Ефимов Г. В. и др. ОИЯИ. P2-82-712. Дубна, 1982.
15. Particle Data Group // Rev. Mod. Phys. 1984. V. 56. Pt II.
16. Zielinsky M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1195.
17. Klanner R. // Proc. Leipzig Conf. 1984. V. II. P. 202.

ROLE OF a_1 MESON IN THE LOW-ENERGY HADRON PHYSICS

AVAKYAN E. Z., AVAKYAN S. L., EPIMOV G. V., IVANOV M. A.

The description of dominant decays of light mesons taking into account the a_1 - π transitions is given in the framework of the quark-virton model. The widths of the main $a_1(1^{++})$ meson decays are calculated. The axial-to-vector-form factor ratio $\gamma = f_A(0)/f_V(0)$ for the $\pi \rightarrow e\nu\gamma$ decay is calculated. The account of the a_1 meson has turned out to produce $\gamma=0.53$.

