

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3796/82

16/8-82

P2-82-359

М. Динейхан, Г. В. Ефимов, М. М. Соломонович

О РАСПАДАХ
АКСИАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет достигнуты определенные успехи в экспериментальном изучении аксиальных векторных мезонов. Уточнена масса A_1 -мезона^{/1-3/}; надежно установлены два странных $Q(J^P=1^+)$ -резонансы^{/4-8/}; подтверждено существование изоскалярного члена $(J^{PC}=1^{+-})$ -нонета H ^{/1/}; определены квантовые числа E -мезона^{/9/}. Таким образом, в настоящее время предположительно известны все члены $A_1(J^{PC}=1^{++})$ -нонета /хотя приписание E -мезона этому мультиплету все еще вызывает споры^{/7,9-10/}, а открытие изоскалярного компаньона $H-H'$ -мезона полностью завершило бы построение второго аксиального векторного нонета $B(J^{PC}=1^{+-})$.

В то же время из-за трудностей, связанных с обработкой экспериментальных данных^{/11/}, ширины распадов аксиальных векторных мезонов определены с большими погрешностями^{/11,12/}. Нам представляется интересным вычислить ширины распадов этих частиц теоретически, тем более, что такие исследования до сих пор не проводились /исключением является, пожалуй, работа^{/10/}, в которой вычислялись ширины трехчастичных распадов D - и E -мезонов, однако и в ней использовались константы двухчастичных распадов, определенные из экспериментальных данных/.

В настоящей работе исследование аксиальных векторных мезонов проводится в рамках нелокальной модели кварков /НМК/^{/13,14/}. Исходя из условия связанности в НМК вычислены константы связи аксиальных векторных мезонов с кварками, затем эти константы использованы для вычисления ширины распадов. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными позволило выбрать оптимальный угол смешивания между D - и E -мезонами и показать, что на основании проведенного исследования можно считать E -мезон членом $(J^{PC}=1^{++})$ -нонета.

Вычислению ширины радиационных распадов A_1 -, D - и E -мезонов посвящен третий раздел работы. Распады такого типа уже измерены на серпуховском ускорителе, и в ближайшее время можно будет сравнить полученные нами числа с экспериментальными.

В тексте использованы обозначения работ^{/13-16/} для кварковых пропагаторов и параметров модели.

2. ШИРИНЫ СИЛЬНЫХ РАСПАДОВ АКСИАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Лагранжианы взаимодействия кварков с мезонами из A_1 - и B -мультиплетов выберем в виде

$$\mathcal{L}_I^A(x) = \frac{g_A}{\sqrt{2}} A_\mu^a(x) (\bar{q}(x) \gamma^\mu \gamma^5 \lambda_a q(x)), \quad /1/$$

$$\mathcal{L}_I^B(x) = \frac{g_B}{\sqrt{2}} B_\mu^b(x) (\bar{q}(x) \partial^\mu \gamma^5 \lambda_b q(x)). \quad /2/$$

Здесь $g_{A(B)}$ - константа связи для данного мультиплета, $A_\mu^a(x)$ и $B_\mu^b(x)$ - полевые операторы мезонов, $\lambda_{a(b)}$ - матрицы Гелл-Манна.

В рассматриваемом здесь приближении можно пренебречь членами, пропорциональными квадрату безразмерной массы аксиального векторного мезона

$$\mu_{A(B)}^2 = \left(\frac{M_{A(B)} L}{2} \right)^2; \quad L = \frac{1}{320} \text{ МэВ}^{-1}.$$

Как показали вычисления, которые для краткости не приводим, значения ширин распадов, полученные с учетом $\mu_{A(B)}^2$, отличаются от приведенных ниже не более чем на 10%.

Прежде всего вычислим из условия связности /13,14/ константы связи g_A и g_B . В результате стандартных для НМК расчетов /см., например, /14/ / получаем:

$$h_A = \frac{g_A^2}{(4\pi)^2} = 0,38, \quad /3/$$

$$h_B = \frac{g_B^2}{(4\pi)^2} \left(\frac{2}{L} \right)^2 = 0,34. \quad /4/$$

Перейдем теперь к вычислению ширин распадов аксиальных векторных мезонов.

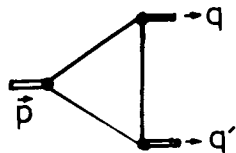


Рис. 1

2а. Распады типа $A \rightarrow VP, B \rightarrow VP$

В низшем порядке теории возмущений /т.в./ эти распады определяются диаграммой, изображенной на рис.1. Соответствующие инвариантные амплитуды после стандартных вычислений в НМК /13,14/ запишутся в виде

$$M_{inv}(A(B) \rightarrow VP) = \ell_\mu(p) \ell_\nu(q) g^{\mu\nu} g_{A(B)VP}; \quad /5/$$

$$g_{A(B)VP} = \sqrt{h_{A(B)} h_V h_P} (4\pi)^3 \frac{3}{2\sqrt{2}} \text{Sp} \{ \lambda_{A(B)} [\lambda_V \cdot \lambda_P] \} I_{A(B)}. \quad /6/$$

Здесь

$$I_A = \frac{\pi^2 L}{16} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \text{Sp} [\gamma^\mu \gamma^5 Q(\hat{k}) \gamma_\mu G(\hat{k} + \hat{q}) \gamma^5 G(\hat{k} + \hat{p})] = \quad /7/$$

$$= \int_0^\infty du u A(A^2 + uB^2) \Big|_{\xi=1,4} = 0,049,$$

$$I_B = \frac{\pi^2 L}{16} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \text{Sp} [\gamma^5 G(\hat{k}) \hat{k} G(\hat{k} + \hat{q}) \gamma^5 G(\hat{k} + \hat{p})] = \quad /8/$$

$$= \int_0^\infty du u^2 B(A^2 + uB^2) \Big|_{\xi=1,4} = 0,018,$$

где

$$A(u) = \cos \xi \sqrt{u} \ell^{-u}; \quad B(u) = \frac{\sin \xi \sqrt{u}}{\sqrt{u}} \ell^{-u}; \quad /9/$$

$\ell_\mu(p)$, $\ell_\nu(q)$ - векторы поляризации аксиального векторного и векторного мезонов; $h_V = h_P = 0,13$ - эффективные константы связи векторного и псевдоскалярного нонетов с кварками; $\xi = 1,4$.

Ширины распадов вычисляем по стандартным формулам /17/:

$$\Gamma(A(B) \rightarrow VP) = \frac{\lambda^{1/2}(M_{A(B)}^2, m_V^2, m_P^2)}{48\pi M_{A(B)}} \left[2 + \frac{pq}{M_{A(B)}^2 m_V^2} \right] g_{A(B)VP}^2. \quad /10/$$

Здесь $M_{A(B)}$, m_V , m_P - массы аксиального векторного, векторного и псевдоскалярного мезонов соответственно. Странные мезоны $Q_1/1280/$ и $Q_2/1400/$ считаются физическими смесями "чистых" Q_A - и Q_B - мезонов, относящихся к A_1 - и B - нонетам соответственно /6,7,8/:

$$|Q_1\rangle = \cos \theta_Q |Q_A\rangle + \sin \theta_Q |Q_B\rangle,$$

$$|Q_2\rangle = -\sin \theta_Q |Q_A\rangle + \cos \theta_Q |Q_B\rangle.$$

/11/

Анализ, проведенный стэнфордской группой /8/, дает для угла смешивания значение $\theta_Q = 41 \pm 4^\circ$. В работе /8/ на основе экспериментального наблюдения Q_1 - и Q_2 - мезонов был предположен угол $\theta_Q = 34 \pm 3^\circ$. Поэтому в данной работе мы выбрали угол $\theta_Q = 37^\circ$.

Таблица 1

Мезон $I(I^P)C$	Мода	Γ теор., МэВ	Γ эксперим., МэВ
A_1 (1240±80) $I(I^+)+$	$\rho\pi$	372 ± 18	$300^{/I2/}$
B (1235) $I(I^+)-$	$\omega\pi$	30	$90^{/I2/}$
H (1190±60) $0(I^+)-$	$\rho\pi$	90	$320 \pm 50^{/I/}$
H^1 (1485) $0(I^+)-$	K^*K^+ (с.с.)	88	
Q_1 (1280) $I/2(I^+)$	$K^*\pi$	$\Theta_Q = 37^\circ$ 36	Карней /6/ Даун /8/ $I2^\pm I3$ $I4^\pm 5$
	ρK	60	$I00^\pm 35$ $38^\pm 5$
	ωK	4,6	$2^\pm 1$ $5^\pm 1$
Q_2 (1400) $I/2(I^+)$	$K^*\pi$	45	$I54^\pm 52$ $I76^\pm 6I$
	ρK	0,5	$2^\pm I$ $6^\pm 2$
	ωK	0,7	0 $I \pm 0,3$

Результаты вычислений приведены в табл.1, откуда видно, что для A_1 -мезона полученный результат хорошо согласуется с экспериментальными данными. Что касается мезонов из B -нонета, наши числа занижены по сравнению найденными экспериментально. Соответственно, ширины распадов Q_1 - и Q_2 -мезонов также несколько отличны от экспериментальных.

26. Распады типа $A_1 \rightarrow SP$

Такие распады в низшем порядке, т.в. определяются диаграммой, аналогичной изображенной на рис.1. Запишем инвариантную амплитуду этого процесса:

$$M_{inv}(A_1 \rightarrow SP) = \ell_\mu(p)(q - q')^\mu g_{ASP} \quad /12/$$

$$g_{ASP} = \sqrt{h_A h_S h_P} \frac{96\pi}{\sqrt{2}} Sp[\lambda_A [\lambda_S, \lambda_P]_+] I. \quad /13/$$

Здесь

$$(q - q')^\mu I = \pi^2 \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} Sp[G(\hat{k}) \gamma^5 G(\hat{k} + \hat{q}) G(\hat{k} + \hat{p}) \gamma^\mu \gamma^5], \quad /14/$$

$$I = (2 \int_0^\infty du u^2 B(A^2 + uB^2) - 3 \int_0^\infty du u^3 B^3)_{\xi=1,4} = -0,11,$$

$h_S = 0,12$ - эффективная константа связи скалярных мезонов, $\ell_\mu(p)$ - вектор поляризации распадающейся частицы. Ширины распадов вычисляем по стандартной формуле:

$$\Gamma(A \rightarrow SP) = \frac{\lambda^{1/2}(M_A^2, m_S^2, m_P^2)}{48\pi M_A^3} [(\frac{M_A^2 + m_P^2 - m_S^2}{2M_A})^2 - m_P^2] g_{ASP}^2 \quad /15/$$

D - и E - мезоны мы считаем смесями октетного и синглетного состояний:

$$|D\rangle = \cos\Theta_A |1\rangle + \sin\Theta_A |8\rangle, \quad /16/$$

$$|E\rangle = -\sin\Theta_A |1\rangle + \cos\Theta_A |8\rangle,$$

а угол смешивания Θ_A определяем из массовой формулы Гелл-Манна-Окубо:

$$\cos^2\Theta_A = \frac{4M_{Q_A}^2 - 3M_D^2 - M_{A_1}^2}{3(M_E^2 - M_D^2)} \quad /17/$$

Здесь M_{Q_A} - масса "чистого" Q_A -мезона, входящего в A_1 -нонет. Ее найдем исходя из формул /12/:

$$M_{Q_A}^2 = \frac{1}{2}(M_{Q_1}^2 + M_{Q_2}^2 + (M_{Q_1}^2 - M_{Q_2}^2) \cos 2\Theta_Q). \quad /18/$$

Если $\Theta_Q = 37^\circ$, $M_{Q_A} = 1325$ МэВ. Как видно из /17/, большое значение при определении Θ_A имеет выбор массы A_1 -мезона. Мы возьмем $M_{A_1} = 1240 \pm 80$ МэВ^{/1/}; такой выбор согласуется с другими недавно полученными экспериментальными результатами^{/2,3/}. Из формул /17/ получим:

$$\Theta_A = 47^\circ \pm 10^\circ.$$

В дальнейшем рассматриваем угол $\Theta_A = 57^\circ$, при котором достигается наилучшее согласие с экспериментальными данными. Ширины распадов $D \rightarrow \delta\pi$, $E \rightarrow \delta\pi$ приведены в табл.2.

Таблица 2

Мезон	Мода	$\sqrt{\Gamma_{\text{теор.}}}$ (НМК) МэВ $\theta_A = 57^\circ$	$\sqrt{\Gamma_{\text{теор.}}/10}$, МэВ $\theta_A = -16^\circ$	$\sqrt{\Gamma_{\text{эксп.}}}$, МэВ /12/	$\sqrt{\Gamma_{\text{tot}}}$, МэВ
D (I285)	$\bar{K}K\pi$	3,9	2,8	$2,7 \pm 1$	27 ± 10
	$\eta\pi\pi$	34	(18)	13 ± 5	
	$0(I^+) + \delta\pi$	9,5		10 ± 3	
E (I420)	$\bar{K}K\pi$	29	96	20	50 ± 10
	$\eta\pi\pi$	7,3	64	12	
	$0(I^+) + \delta\pi$	4,3		5	

2в. Трехчастичные распады D- и E-мезонов

Амплитуда трехчастичных распадов аксиальных векторных мезонов в низшем порядке т.в. определяется суммой вкладов от диаграмм, изображенных на рис.2. Диаграмма 2б соответствует распаду, происходящему через гипотетическую σ -частицу, введенную в НМК для учета киральной инвариантности /18/; вклад от этой диаграммы сокращается с вкладом от четырехвершинной диаграммы /рис.2а/. Таким образом, в амплитуду трехчастичных распадов аксиальных векторных мезонов существенный вклад дают только резонансные диаграммы, где промежуточными частицами являются реальные мезоны /в нашем случае векторные (K^*, K^*) и скалярные (δ)/.

Мы рассмотрим распады $D(E) \rightarrow \eta\pi\pi$ /промежуточное состояние $\delta\pi$ / и $D(E) \rightarrow \bar{K}K\pi$ /промежуточные состояния $\delta\pi$ и $K^*\bar{K} + (\bar{K}^*K)$ /.

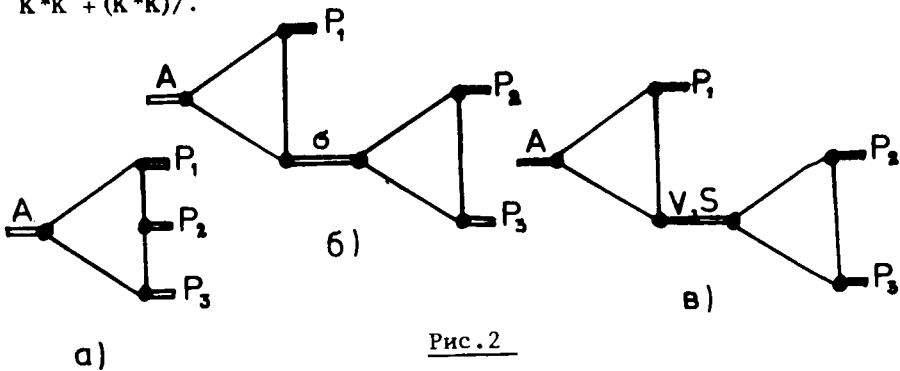


Рис.2

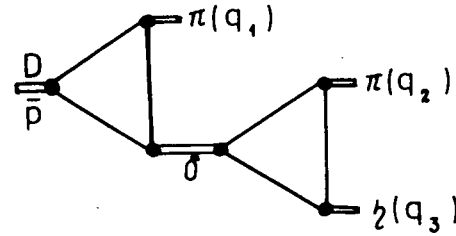


Рис.3

Первому из перечисленных распадов соответствует диаграмма, изображенная на рис.3, а соответствующая амплитуда записывается в виде

$$M_{inv}(D \rightarrow \eta\pi\pi) = g_{D\pi\delta} g_{\delta\pi\eta} \left[\frac{1}{m_\delta^2 - (q_1 + q_3)^2 + i\Gamma_\delta m_\delta} q_2^\mu + \frac{1}{m^2 - (q_2 + q_3)^2 + i\Gamma_\delta m_\delta} q_1^\mu \right] \ell_\mu(p). \quad /19/$$

Процесс $D(E) \rightarrow \bar{K}K\pi$ идет через промежуточные состояния $\delta\pi$ и $K^*\bar{K} + /с.с./$. Соответствующие диаграммы изображены на рис.4а,б, а амплитуды запишутся в виде:

$$M_{inv}^* = g_{DK^*\bar{K}} g_{K^*K\pi} \frac{1}{m_\delta^2 - (q_2 + q_3)^2} q_1^\mu \ell_\mu(p), \quad /20/$$

$$M_{inv}^\delta = g_{DK^*\bar{K}} g_{K^*K\pi} \left[\frac{(q_2 - q_3)^\mu}{m_{K^*}^2 - (q_2 + q_3)^2 + im_{K^*}\Gamma_{K^*}} + (K^* \rightarrow \bar{K}^*) \right] \ell_\mu. \quad /21/$$

Используемые здесь константы распадов скалярных мезонов $g_{\delta\pi\eta}$ и $g_{\delta\bar{K}K}$ определены в работе /16/.

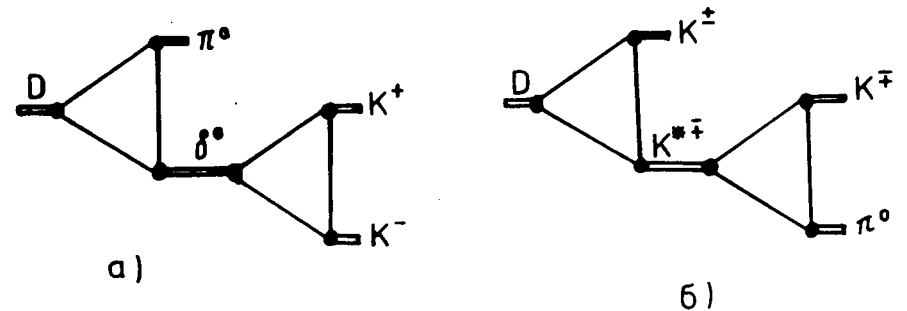


Рис.4

Ширины распадов вычисляем по стандартным формулам /15/.
 Окончательные результаты приведены в табл.2. Дополнительно отметим, что вклад в ширину распада $E \rightarrow \bar{K}K\pi$ от промежуточного состояния ($K^*K + \text{с.с.}$) составляет у нас 82%, что совпадает с результатами работы /9/. Видно, что числа, полученные нами при $\Theta_A = 57^\circ$, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Для сравнения в таблице приведены результаты, полученные Ирвингом и Сепанти /10/ в модели полярной доминантности. Их результаты для распадов E -мезона значительно превышают экспериментальные значения. Это вызвано тем, что в работе /10/ вычисления проводились для $\Theta_A = -16^\circ$. Такой угол получается из массовой формулы /17/ при $M_{A_1} = 1040$ МэВ /18/, $M_{Q_A} = 1340$ МэВ /что соответствует $\Theta_{Q_A} = 45^\circ$ /.

Такие же значения M_{A_1} и Θ_{Q_A} использовались в работах /7,9/, что привело к значениям Θ_1 , противоречащим результатам фитирования. На основании этого противоречия в работах /7,9,10/ был сделан вывод о невозможности включения E /1420/ - мезона в A_1 -нонет.

Полученные нами результаты показывают, что E -мезон можно считать членом A_1 -нонета наряду с A_1 /1240+80/, Q_A /1325/ и D /1285/. Это заключение полностью совпадает с выводом, сделанным в работе /8/ на основании наблюдения Q_1 - и Q_2 -мезонов.

Для полного комплектования B -нонета не хватает еще одного мезона: H' - изоскалярного компаньона H . Если предположить, что между H и H' имеет место идеальное смешивание / $\Theta_B = 35^\circ$ /, то мы найдем из массовой формулы $M_{H'} = 1485$ МэВ и согласно /9,10/ $\Gamma(H' \rightarrow K^*K + \text{с.с.}) = 88$ МэВ.

3. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ АКСИАЛЬНЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Распады аксиальных векторных мезонов на векторный мезон и фотон могут служить хорошим источником информации об аксиальных векторных мезонах; в частности, сравнивая данные о радиационных распадах D - и E -мезонов с экспериментальными числами /которые пока еще не получены/, можно более точно определить угол D - E смешивания.

В низшем порядке т.в. такие распады определяются диаграммой, изображенной на рис.5. Вычисляя соответствующий интеграл /18/, находим:

$$M_{inv}(A \rightarrow V\gamma) = ie \epsilon^{\alpha\beta\mu\nu} \ell_\mu(p) \ell_\alpha(q_2) \ell_\beta(q_1) q_{2\nu} g_{AV\gamma} \quad /22/$$

где

$$g_{AV\gamma} = 4\sqrt{h_A h_V} \frac{3}{2} \text{Sp} \{ \lambda_A [\lambda_V, \lambda_\gamma] + V_{10}(\xi) \}$$

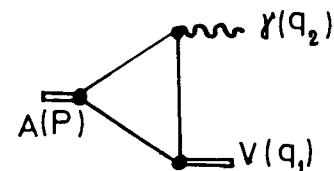


Рис.5

$$V_{10}(\xi) |_{\xi=1,4} = 0,466 \quad /18/ \quad /23/$$

Ширины распадов $A \rightarrow V\gamma$ вычисляем по стандартной формуле

$$\Gamma(A \rightarrow V\gamma) = \frac{M_A^2 - m_V^2}{48\pi M_A^3} 2\pi\alpha (M_A^2 - m_V^2) \left(\frac{1}{M_A^2} + \frac{1}{m_V^2} \right) g_{AV\gamma}^2 \quad /24/$$

Полученные результаты приведены в табл.3.

Таблица 3

$A \rightarrow V\gamma$	$\Gamma_{\text{теор.}}, \text{кэВ}$ $\Theta_A = 57^\circ$
D	$\phi\gamma$ 6,3
	$\omega\gamma$ 0,07
	$\rho\gamma$ 810
E	$\phi\gamma$ 76
	$\omega\gamma$ 100
	$\rho\gamma$ 38
A_1	$\rho\gamma$ 13

В заключение выражаем благодарность О.А.Займидороге, А.Б.Говоркову, С.Б.Герасимову, М.А.Иванову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dankowych J.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p. 580.
2. Bellinu G. et al. Intern. Conference of High Energy Physics, Lisbon, 9-15, July, 1981.
3. Daum C. et al. Phys.Lett., 1980, 89B, p. 281.

4. Brandenburg G.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p. 703.
5. Otter G. et al. Nucl.Phys., 1976, B106, p. 77.
6. Carnegie R.K. et al. Phys.Lett., 1977, 68B, p. 287.
7. Mazzucato M. et al. Nucl.Phys., 1979, B156, p. 532.
8. Daum C. et al. Nucl.Phys., 1981, B187, p. 1.
9. Dionisi C. et al. Nucl.Phys., 1980, B169, p. 1.
10. Irving A.C., Sepangi H.R. Nucl.Phys., 1978, B139, p. 327.
11. Bediaga I. et al. CBPF-NF-032/81 preprint.
12. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1980, 52, N2.
13. Dubnickova A.Z. et al. Fortsch der Phys., 1979, 27, p. 403.
14. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, вып.5, с. 1220.
15. Динейхан М., Ефимов Г.В., Иванов М.А. ОИЯИ, P2-81-131, ЯФ, 1982, 35, с. 134.
16. Динейхан М. и др. ОИЯИ, P2-80-604, Дубна, 1980.
17. Бюклинг К., Каянти К. Кинематика элементарных частиц, "Мир", М., 1975.
18. Gavillet Ph. et al. Phys.Lett., 1977, 6B, p. 119.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 мая 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**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
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Динейхан М., Ефимов Г.В., Соломонович М.М. P2-82-359
О распадах аксиальных векторных мезонов

В нелокальной модели кварков вычислены ширины сильных распадов мезонов из двух аксиальных векторных нонетов ($J^P = 1^+$). Результаты, полученные для A_1 -нонета хорошо согласуются с экспериментальными, а для мезонов, входящих в B -нонет ($J^{PC} = 1^{+-}$), занижены примерно в 3 раза. На основании полученных данных сделан вывод о возможности приписания $E(1420)$ -мезона A_1 -мультиплету с углом D - E -смешивания $\Theta_A = 57^\circ$. Вычислены ширины распадов A_1 -, D - и E -мезонов на векторный мезон и фотон.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dineykhani M., Efimov G.V., Solomonovich M.M. P2-82-359
Axial Vector Mesons Decays

In the framework of nonlocal quark model the width of the two axial vector meson nonets ($J^P = 1^+$) strong decays are calculated. Results obtained for A_1 -nonet are in good agreement with experimental ones; as to the mesons, being a members of B -nonet ($J^{PC} = 1^{+-}$), the results turned out to be three times lower compared with the experimental data. Basing on the obtained estimates we came to the conclusion, that the $E(1420)$ meson may be identified with A_1 -nonet, taking mixing angle $\Theta_A = 57^\circ$. Widths of decays of A , D and E mesons into vector meson and photon are calculated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.