объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-89-779

М.К.Волков, Ю.П.Иванов, А.А.Осипов

a_1-МЕЗОН В РАСПАДЕ $\tau\to\nu_\tau 3\pi$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

1. Введение

В течение последних десяти лет различными коллаборациями [1-6] были осуществлены программы, цель которых – измерение параметров аксиально-векторного a_1-мезона ($I^G J^{PC} = 1^- 1^{++}$). Исследовались две группы процессов, существенно отличающихся по своей физической природе. Это адронные реакции $\pi^- N \to 3\pi N$ [1,2] и полулептонные распады $\tau \to \nu_\tau 3\pi$ [3-6]. Несмотря на хорошую статистику, полученные данные о величинах массы и ширины a_1-мезона из этих процессов сильно различаются (см. табл. 1). Возможные причины такого расхождения обсуждаются в литературе [7-9].

Имеются две основные трудности, с которыми сталкиваются в процессе обработки экспериментальных данных. Первая – характерная особенность только адронных реакций. Для процессов дифракционного рассеяния $\pi^- p \to p\pi^+\pi^-\pi^-$ [1] и перезарядки $\pi^- p \to n\pi^+\pi^-\pi^0$ [2] сложно отделить кинематические фоны, связанные с сильными нерезонансными взаимодействиями нуклонов [10], от процессов чисто резонансного рождения пионов. С этой целью используются модельные построения, в основе которых лежит идея когерентной интерференции данных процессов.

С точки зрения извлечения параметров a_1-мезона реакция $\tau \to \nu_\tau 3\pi$ более предпочтительна. В данном случае отсутствует кинематический когерентный фон, а переход, вызываемый слабым аксиально-

векторным адронным током, можно описать резонансной формулой типа Брейта – Вигнера. В ней содержится вся информация о взаимодействии продуктов распада и имеется полюс, отвечающий вкладу a_1-мезона. Ясно, что извлекаемые характеристики этого широкого резонанса зависят от аналитического вида функции, используемой при анализе экспериментальных данных. Так, несложные модификации формулы Брейта-Вигнера, которые сводятся к естественным попыткам учесть зависимость ширины a_1-резонанса от эффективной массы трёхпионной системы, позволяют согласовать значения масс a_1-мезона, получаемые из адронных и лептонных экспериментов. Однако ширина a_1-мезона, извлекаемая из лептонных процессов, оказывается значительно больше [7,8].

В сложившейся ситуации нам представляется интересной любая возможность использования для построения функций брейт-вигнеровского типа современных теоретических моделей. В отличие от ранних подходов [11,12] они позволяют получить более глубокую информацию о структуре мезонных вершин и взаимодействии продуктов распада. К попыткам такого рода следует отнести статьи [9,13-15].

В данной работе для проведения необходимых расчетов мы используем кварковую модель сверхпроводящего типа (КМСТ) [16]. Лагранжиан модели является обобщением хорошо известного лагранжиана, предложенного Намбу и Иона-Ласинио [17]. В последнее время появилось много работ, в которых обсуждается его связь с КХД [18] и рассматриваются возможные модели низкоэнергетической физики мезонов, базирующиеся на нем [16,19,20]. КМСТ относится к их числу. В нашу задачу входит не только проведение теоретических расчётов, связанных с описанием распада $\tau \to \nu_\tau 3\pi$. Мы анализируем и более элементарные процессы, которые могут быть описаны с помощью изучаемых вершин. Такой подход позволяет глубже понять физический смысл используемых формул.

Материал статьи располагается следующим образом. Во втором разделе обсуждаются общие принципы построения модельного мезонного лагранжиана. Поскольку эти вопросы уже излагались в литературе, мы делаем это кратко и с ориентиром на конкретную цель, стоящую перед нами. Здесь же приводятся необходимые части лагранжиана, отвечающего слабым и электромагнитным взаимодействиям мезонов.

В третьем разделе обсуждается основная вершина, описывающая сильные взаимодействия мезонов в распаде $\tau\to\nu_\tau a_1\to\nu_\tau\pi\rho^0$. Поскольку в модели в секторе электромагнитных взаимодействий возникает картина векторной доминантности, анализируются радиационные распады $a_1\to\pi\gamma$ и $\tau\to\nu_\tau\pi\gamma$, где мы показываем градиентную инвариантность полученных амплитуд. Особое внимание уделяется учёту $a_1\to\partial\pi$ переходов, играющих существенную роль в описании данных процессов.

В четвёртом разделе вычисляется аксиально - векторный ток, отвечающий распаду $a_1\to\pi\pi\pi$, и делается оценка ширины распада a_1-мезона в три пиона. Подчеркивается, что в отличие от работы [15] ширина данного распада падает с увеличением массы a_1-мезона. Полученный аксиальный ток имеет правильное, согласующееся с требованиями киральной симметрии, низкоэнергетическое поведение.

Пятый раздел посвящён описанию процесса $\tau\to\nu_\tau 3\pi$. Здесь вычисляется ширина распада τ-лептона на три заряженных пиона. Полученные формулы используются для фитирования данных, представленных коллаборациями [3-5]. Это позволяет сделать заключение о величинах массы и ширины a_1-мезона.

В шестом разделе мы обсуждаем полученные результаты.

2. Лагранжиан

Феноменологический мезонный лагранжиан в КМСТ можно получить с помощью эффективного кварк-мезонного лагранжиана вида

$$L = \bar{q}[i\hat{\partial}-M+g'(\bar{\sigma}+i\gamma_5\bar{\phi}) + \frac{g_\rho}{2}(\gamma_\mu\bar{v}^\mu+\gamma_5\gamma_\mu\bar{a}^\mu)]q \ , \qquad (1)$$

если использовать однопетлевое приближение с расходящимися кварковыми диаграммами, обрезанными на верхнем пределе. Параметр обрезания Λ характеризует ту область энергии, где происходит спонтанное нарушение киральной симметрии, образуется кварковый конденсат и легкие токовые кварки превращаются в тяжелые составляющие кварки. В формуле (1) $\bar{q}=(\bar{u},\bar{d},\bar{s})$ –цветные кварковые поля; σ_α ,ϕ_α ,v^μ_α ,a^μ_α -поля скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных мезонов; $\bar{a}=a_\alpha\lambda_\alpha$, где λ_α -матрицы Гелл-Манна ($0\le\alpha\le8$, $\lambda_0=\sqrt{2/3}$), $M=diag(m_u,m_d,m_s)$-массовая матрица составляющих кварков. В дальнейшем будут встречаться только u- и d-кварки, для которых будем считать, что $m_u=m_d=m$. Между константами g_ρ и g' существует связь $g_\rho=\sqrt{6}g'$ и обе они выражаются через логарифмически расходящийся интеграл I_2 :

$$g'=1/\sqrt{4I_2} \ , \qquad I_2= - 3i\int\frac{d^4q}{(2\pi)^4}\,\frac{\theta(\Lambda^2-q^2)}{(q^2-m^2+i\varepsilon)^2} \ .$$

В однопетлевом приближении можно получить все известные феноменологические лагранжианы, описывающие массы и взаимодействия четырёх указанных выше нонетов мезонов. В секторе векторных частиц возникает модель типа Янга-Миллса. При включении электромагнитных взаимодействий приходим к картине векторной доминантности. Отсылая за деталями к работам [16,20], мы сразу приведем феноменологический лагранжиан, описывающий динамику коллективных мезонных полей:

$$L_{str} = -\frac{g'^2}{4}\,\mathrm{tr}\left\{\left[(\bar\sigma-M/g')^2+\bar\phi^2\right]^2-[(\bar\sigma-M/g'),\bar\phi]_-^2\right\}-$$

$$-\frac{1}{8}\,\mathrm{tr}(G_v^{\mu\nu}G^v_{\mu\nu}+G_a^{\mu\nu}G^a_{\mu\nu})+\frac{1}{4}\,\mathrm{tr}\left\{\left[\mathcal{D}_\mu(\bar\sigma-M/g')+\frac{g_\rho}{2}[\bar a_\mu,\bar\phi]_+\right]^2+\right.$$

$$\left.+\left[\mathcal{D}_\mu\bar\phi-\frac{g_\rho}{2}[\bar a_\mu,(\bar\sigma-M/g')]_+\right]^2\right\}+\Delta L. \qquad (2)$$

Здесь $\Delta L = i\mathrm{Tr}\{1+(i\hat\partial-M)^{-1}[g'(\bar\sigma+i\gamma_5\bar\phi)+\frac{g_\rho}{2}(\gamma_\mu\bar v^\mu+\gamma_5\gamma_\mu\bar a^\mu)\}$, (3)

$$G^v_{\mu\nu}=\partial_\mu\bar v_\nu-\partial_\nu\bar v_\mu-\frac{i}{2}g_\rho([\bar v_\mu,\bar v_\nu]_-+[\bar a_\mu,\bar a_\nu]_-),$$

$$G^a_{\mu\nu}=\partial_\mu\bar a_\nu-\partial_\nu\bar a_\mu-\frac{i}{2}g_\rho([\bar a_\mu,\bar v_\nu]_-+[\bar v_\mu,\bar a_\nu]_-), \qquad (4)$$

$$\mathcal{D}_\mu\bar\sigma=\partial_\mu\bar\sigma-\frac{i}{2}g_\rho[\bar v_\mu,\bar\sigma]_-.$$

В лагранжиане ΔL содержатся конечные части кварковых петель. В дальнейшем нас будет интересовать только частный случай формулы (2), отвечающий SU(2)-симметрии сильных взаимодействий.

Квадратичная часть лагранжиана (2) содержит недиагональные переходы $\vec a\to\partial\vec\pi$. Исключим это слагаемое путем стандартного приема диагонализации квадратичной формы, сделав сдвиг $\vec a_\mu\to\vec a_\mu-\kappa\partial_\mu\vec\pi$, где $\kappa=\sqrt{6}m/m^2_{a_1}$. При этом псевдоскалярное поле π претерпевает дополнительную перенормировку $\pi\to Z^{1/2}\pi$, где (см. работу [21])

$$Z=(1-6m^2/m^2_{a_1})^{-1}. \qquad (5)$$

Константа g_ρ описывает распад $\rho\to\pi\pi$ и равна $g_\rho^2/4\pi=\alpha_\rho\cong 3$. Можно показать, что учет $a\to\partial\pi$ переходов не отражается на её величине. Константа g', характеризующая взаимодействие псевдоскалярных мезонов с кварками, переходит в $g=Z^{1/2}g'$. Очевидно, что в случае скалярных мезонов такой перенормировки не происходит, и для них мы по-прежнему будем использовать константу g'.

Соотношение Голдбергера-Треймана $g=m/F_\pi$ (F_π=93 МэВ) и формула

$$Z^{1/2}g_\rho=\sqrt{6}g \qquad (6)$$

позволяют связать массы составляющего u-кварка и a_1-мезона:

$$m^2=\frac{1}{12}\left[1-\sqrt{1-(2g_\rho F_\pi/m_{a_1})^2}\right]m^2_{a_1}. \qquad (7)$$

Используя (7), константу Z можно выразить только через наблюдаемые величины

$$Z^{-1}=\frac{1}{2}\left[1+\sqrt{1-(2g_\rho F_\pi/m_{a_1})^2}\right]. \qquad (8)$$

Кроме того, из этих формул видно, что масса a_1-мезона имеет нижнюю границу

$$m_{a_1}\ge 2g_\rho F_\pi\cong 1140 \text{ МэВ}. \qquad (9)$$

Это значение соответствует массе m=330 МэВ. Если предположить, что массовая формула

$$m^2_{a_1}=m^2_\rho+6m^2, \qquad (10)$$

получающаяся в данной модели, выполняется точно, то легко видеть, что равенство $m_{a_1}=2g_\rho F_\pi$ в (9) ведет к правилу сумм Вайнберга $m^2_{a_1}=2m^2_\rho$ [22], а само при этом может быть преобразовано к виду $m^2_\rho=2g^2_\rho F^2_\pi$, известному как КСФР- соотношение [23].

Вопрос о включении слабых взаимодействий в КМСТ рассматривался в работах [20,24]. Приведем лагранжиан, описывающий взаимодействия τ-лептона с мезонами:

$$L_W=\frac{G_F}{g_\rho}[\bar\nu_\tau\gamma^\mu(1-\gamma_5)\tau]\cdot[m^2_\rho\rho^+_\mu+Z^{-1}m^2_{a_1}a^+_{1\mu}]+\text{h.c.} \qquad (11)$$

Он отвечает известной картине векторной (ρ-мезон) и аксиально-векторной (a_1-мезон) доминантности слабого адронного тока. G_F -константа Ферми. Выражение (11) отличается от аналогичного выражения работы [24] множителем $Z^{-1}m^2_{a_1}$ во второй квадратной скобке. Ввиду приближённого характера массовых формул мы здесь воздерживаемся от использования соотношения (10) для преобразования этого множителя к виду $Z^{-1}m^2_{a_1} = m^2_\rho$.

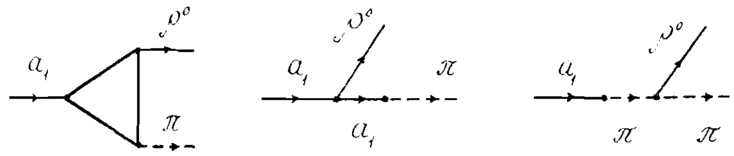
В дальнейшем будут рассматриваться и электромагнитные взаимодействия мезонов. Включение электромагнитных взаимодействий приводит к картине векторной доминантности с хорошо известным лагранжианом следующего вида:

$$L_{em} = \frac{e}{g_\rho} A^\mu \cdot [m^2_\rho \rho_\mu + \frac{1}{3} m^2_\omega \omega_\mu - \frac{\sqrt{2}}{3} m^2_\varphi \varphi_\mu]. \qquad (12)$$

3. Вершина $a_1\pi\rho$

Теперь, когда мы обсудили основные принципы построения эффективных мезонных вершин, перейдём к непосредственным расчётам, связанным, в конечном счете, с описанием распада $\tau\to\nu_\tau 3\pi$. Наши вычисления начнём с наиболее важной вершины, которая входит в основной канал изучаемого распада $\tau\to\nu_\tau a_1\to\nu_\tau\rho\pi\to\nu_\tau 3\pi$. Это вершина, описывающая переход $a_1\to\pi\rho$. Имеется три диаграммы, которые дают вклад в амплитуду данного процесса (см. рис.1). Они приводят к следующему выражению:

$$T_{a_1^-\to\pi^-\rho^0} = -ig^2_\rho F_\pi Z\, \varepsilon_\mu(Q)\varepsilon_\nu(q)\left\{g^{\mu\nu} - \frac{2Q^\mu Q^\nu}{Q^2} + \frac{1}{m^2_{a_1}}\left[(q^2-Q^2)g^{\mu\nu}+Q^\mu Q^\nu\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{1}{8\pi^2 F^2_\pi Z}\left[(q^2-qk)g^{\mu\nu}+k^\nu q^\mu\right]\right\}. \qquad (13)$$



а б в

Рис.1. Диаграммы, описывающие вершину $a_1\to\pi\rho$ с учетом $a_1\to 3\pi$ переходов.

Здесь k, q -импульсы пиона и ρ-мезона, $Q=k+q$, $\varepsilon_\mu(Q)$ и $\varepsilon_\nu(q)$ -векторы поляризации a_1- и ρ-мезонов. Поскольку $m^2_\pi \ll m^2_\rho, m^2_{a_1}$, считаем, что $k^2=m^2_\pi=0$. Мы сохраняем члены, пропорциональные Q^μ, т.к. в дальнейшем будем использовать данную формулу для случая, когда a_1-мезон находится вне массовой поверхности.

В формуле (13) первые члены амплитуды отвечают вершинам феноменологического лагранжиана (2) и получаются из диаграмм 1а, 1в и 1б соответственно. Последнее слагаемое (во второй квадратной скобке) появляется в результате q^2-разложения треугольной кварковой диаграммы рис.1а (см. лагранжиан (3), где мы ограничиваемся членами не выше второй степени по импульсам частиц). Это слагаемое не является прямым следствием использования стандартного феноменологического кирального лагранжиана [25]. Однако оно играет важную роль при описании многих физических процессов и приводит к разумным численным оценкам, что косвенно подтверждает правильность полученной для него формы. Укажем ряд таких результатов.

С помощью лагранжиана (12) из амплитуды распада $a_1\to\pi\rho^0$ легко получить амплитуду радиационного распада $a_1\to\pi\gamma$, которая должна удовлетворять требованию градиентной инвариантности. Механизм, обеспечивающий выполнение данного требования, заключается в компенсации нежелательного в этом смысле первого слагаемого формулы (13) соответствующим членом, возникающим от диаграммы рис.1б (третье слагаемое формулы (13), где $Q^2=m^2_{a_1}$). Остающаяся часть пропорциональна $q^2/m^2_{a_1}$ и исчезает на массовой поверхности фотона $q^2=0$. Таким образом, если мы хотим, чтобы амплитуда (13) приводила к описанию и радиационного распада a_1-мезона, следует учитывать конечные члены рассматриваемых диаграмм. В этом случае ширина распада $\Gamma_{a_1\to\pi\gamma}=410$ кэВ ($m_{a_1}=1260$ МэВ), что согласуется с экспериментальными данными $\Gamma^{\text{эксп}}_{a_1\to\pi\gamma}=640\pm246$ кэВ [26]. Она полностью определяется коэффициентом при последнем члене в (13).

Наконец, при описании распада $\pi\to e\nu\gamma$ [27] с помощью последнего члена амплитуды (13) можно получить значение аксиального формфактора, удовлетворяющее как экспериментальным данным, так и результатам, следующим из других моделей (например, алгебры токов).

После этих общих замечаний вернемся к описанию процессов, связанных с распадом τ-лептона, и рассмотрим амплитуду перехода $\tau^-\to\nu_\tau\pi\rho^0$, которую легко получить из (11) и (13):

$$T_{\tau^-\to\nu\pi\rho^0} = -ig_\rho F_\pi \ell^+_\nu\, J^\nu(a_1\to\pi\rho),$$

где $\ell^+_\nu=G_F\cos\vartheta[\bar{\nu}_\tau\gamma_\nu(1-\gamma_5)\tau]$, ϑ-угол Кабиббо, а адронный ток $J^\nu(a_1\to\pi\rho)$ равен

$$J^\nu(a_1\to\pi\rho) = \varepsilon^\rho_\mu(q)\left\{g^{\mu\nu}-\frac{2Q^\mu Q^\nu}{Q^2}+\frac{(g^{\mu\nu}-Q^\mu Q^\nu/m^2_{a_1})q^2}{m^2_{a_1}-Q^2-im_{a_1}\Gamma_{a_1}}+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{8\pi^2F^2_\pi Z(m^2_{a_1}-Q^2-im_{a_1}\Gamma_{a_1})}\left[m^2_{a_1}(k^\mu q^\nu-kqg^{\mu\nu}+q^2g^{\mu\nu})-2q^2Q^\mu Q^\nu\right]\right\}. \quad (14)$$

В этом случае вершина $a_1\pi\rho$ используется при значениях $Q^2\neq m^2_{a_1}$. Естественно, возникает вопрос о том, каким образом в данном, более сложном случае будет выполняться требование градиентной инвариантности. С этой точки зрения опасения вызывают только первые два слагаемые. Выражение (14) после учета $\rho^0\to\gamma$ переходов

(см. формулу (12)) даст следующий вклад в амплитуду радиационного распада $\tau^-\to\nu_\tau\pi\gamma$:

$$T'_{\tau^-\to\nu\pi\gamma} = ieF_\pi\varepsilon^\gamma_\mu(q)\ell^+_\nu\left\{g^{\mu\nu}-\frac{2Q^\mu Q^\nu}{Q^2}+\frac{m^2_{a_1}(k^\mu q^\nu-kq\,g^{\mu\nu})}{8\pi^2F^2_\pi Z\,(m^2_{a_1}-Q^2-im_{a_1}\Gamma_{a_1})}\right\}. \quad (15)$$

Кроме этого, необходимо учесть вклад диаграммы с испусканием фотона заряженным τ-лептоном.

$$T''_{\tau^-\to\nu\pi\gamma} = -ieF_\pi\varepsilon^\gamma_\mu(q)G_F\cos\vartheta\left\{\bar{\nu}_\tau(1+\gamma_5)\left[\gamma^\mu-m_\tau\frac{2p^\mu-\hat{q}\,\gamma^\mu}{m^2_\tau-(p-q)^2}\right]\tau(p)\right\}. \quad (16)$$

Первое слагаемое данной формулы сократится с первым членом формулы (15), а вторые слагаемые образуют комбинацию, инвариантную относительно градиентных преобразований. В итоге получим

$$T_{\tau^-\to\nu\pi\gamma} = T'_{\tau^-\to\nu\pi\gamma} + T''_{\tau^-\to\nu\pi\gamma} = -ieF_\pi\varepsilon^\gamma_\mu(q)G_F\cos\vartheta\;\bar{\nu}_\tau(1+\gamma_5)\cdot$$

$$\left\{m_\tau\left[\frac{k^\mu}{kq}-\frac{p^\mu}{pq}+i\gamma^{\mu\nu}\frac{q^\nu}{2pq}\right]-\frac{m^2_{a_1}(k^\mu q^\nu-kq\,g^{\mu\nu})}{8\pi^2F^2_\pi Z(m^2_{a_1}-Q^2-im_{a_1}\Gamma_{a_1})}\gamma^\nu\right\}\tau(p), \quad (17)$$

где $\gamma^{\mu\nu}=\frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu-\gamma^\nu\gamma^\mu)$.

4. Адронный ток $a_1\to3\pi$

Перейдём к изучению адронного тока J^μ, описывающего распад $a_1\to 3\pi$. Его мы определим следующим образом:

$$T_{a_1^-\to3\pi} = ig^3_\rho F_\pi Z\;\varepsilon_\mu(Q)\;J^\mu(q_1,q_2|q_3). \quad (18)$$

Основной вклад в него будет давать канал распада $a_1\to\pi\rho\to3\pi$ (рис.2а). Эту часть тока легко получить, исходя из формулы (13):

$$J'^\mu(q_1,q_2|q_3) = \left\{g^{\mu\nu}-\frac{2Q^\mu Q^\nu}{Q^2}+\frac{1}{m^2_{a_1}}\left[(q^2_{13}-Q^2)g^{\mu\nu}+Q^\mu Q^\nu\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{8\pi^2F^2_\pi Z}\left[(q^2_{13}-q_{13}q_2)g^{\mu\nu}+q^\nu_2q^\mu_{13}\right]\right\}\frac{(q_1-q_3)^\nu}{m^2_\rho-q^2_{13}-im_\rho\Gamma_\rho}+(1\leftrightarrow2), \quad (19)$$

Здесь q_1, q_2 -импульсы π-мезонов одинакового заряда. q_3- импульс третьего пиона, $Q=q_1+q_2+q_3$, $q_{13}=q_1+q_3$, $q_{23}=q_2+q_3$, $\Gamma_\rho=153$ МэВ -ширина ρ-мезона.

Адронный ток (19) позволяет вычислить ширину распада a_1-мезона $\Gamma(a_1\to 3\pi)$ как функцию его массы:

$$\Gamma_{a_1\to 3\pi}=(2\pi)^4\int\delta^4\Big(Q-\sum_{i=1}^{3}q_i\Big)\frac{(g_\rho^3F_\pi Z)^2}{12E_{a_1}}\left[\frac{(JQ)(JQ)^+}{m_{a_1}^2}-JJ^+\right]\prod_{i=1}^{3}\left[\frac{d^3\vec{q}_i}{(2\pi)^3\,2E_i}\right]. \qquad (20)$$

Кривая такой зависимости изображена на рис.3. Она качественно отличается от известного результата работы [15], где $\Gamma(a_1\to 3\pi)$ растёт с ростом m_{a_1} *). Расхождение связано с тем обстоятельством, что в данном случае на форму кривой сильно влияют конечные члены кварковой треугольной диаграммы, отвечающей вершине $a_1\pi\rho$ (вторая квадратная скобка в формуле (19)). Отметим, что аналогичную зависимость получили и авторы работы [9], в результате учёта формфакторов мезонных вершин.

Аксиально-векторный ток (19) в низкоэнергетическом пределе, т.е. в приближении, получающемся, если ограничиться только первыми членами в разложении по импульсам частиц (случай мягких пионов), имеет вид

$$J'^{\mu}_{lim}(q_1,q_2|q_3)=\frac{1}{m_\rho^2}\left[g^{\mu\nu}-2\,\frac{Q^\mu Q^\nu}{Q^2}\right](Q-3q_3)_\nu\ . \qquad (21)$$

Очевидно, что он не сохраняется. Хорошо известно, что

---

*) В нашем случае она достигает своего максимального значения в точке $m_{a_1}=1140$ МэВ, где, как мы уже отмечали, выполняются низкоэнергетические соотношения Вайнберга и КСФР.

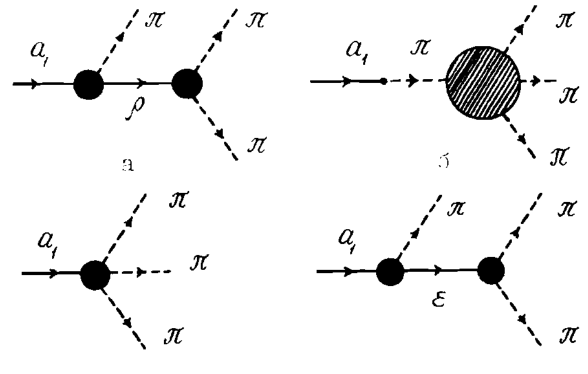


Рис.2. Диаграммы, описывающие распад $a_1\to\pi\pi\pi$. Жирная точка обозначает, что в мезонных вершинах учтены $a_1\to\partial\pi$ переходы. Четырёхпионная вершина, входящая в 2б, изображена на рис.4.

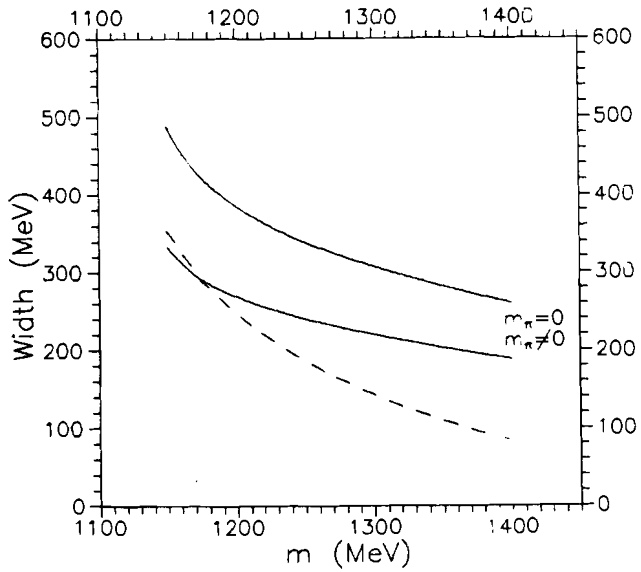


Рис.3. Ширины распадов $a_1\to\pi\rho$ (пунктирная линия) и $a_1\to\pi\pi\pi$ (сплошная линия) как функции массы a_1-мезона. $\Gamma(a_1\to\pi\pi\pi)$ вычислена для двух случаев: $m_\pi=0$ и $m_\pi\neq0$.

низкоэнергетические теоремы требуют выполнения закона сохранения для полного аксиально-векторного тока (напомним, что здесь рассматривается случай $m_\pi^2=0$). Поскольку это важный вопрос, остановимся на нём более подробно. Чтобы ответить на него, необходимо учесть ряд дополнительных диаграмм, которые мало что дают для описания изучаемого в данной работе распада $\tau^-\to\nu_\tau 3\pi$, но оказываются существенными для понимания механизма выполнения закона сохранения тока (18) в киральном пределе.

Данные диаграммы изображены на рис.2. Вторая из них возникает в результате рассмотрения $a\to\partial\pi$ перехода, который не учитывался при получении лагранжиана слабого взаимодействия (11).

$$L(a_1\pi) = g_\rho F_\pi Z\, \vec{a}\partial\vec{\pi}. \qquad (22)$$

Она включает в себя также четырёхпионную вершину, которую можно представить в виде суммы трёх диаграмм (см. рис.4). Диаграммы 4а и 4б известны из линейной σ-модели, и в отсутствие $a\to\partial\pi$ переходов ($Z=1$) правильно описывают S-волновые длины $\pi\pi$-рассеяния. В этом случае учёт диаграммы 4в может привести к удвоению результата, получающегося в рамках стандартной σ-модели. Элегантное решение данного вопроса для теорий с нелинейной реализацией киральной симметрии было найдено Вайнбергом [28]. В моделях с линейной реализацией киральной симметрии нам известен неубедительный приём [29], связанный с искусственным введением формфактора в вершину $\rho\pi\pi$, который вырезает S-волновой вклад диаграммы с ρ-мезоном. Учитывая виртуальные $a_1\to\partial\pi$ переходы, мы можем взглянуть на эту проблему с другой стороны. Действительно, в этом случае лагранжианы основных мезонных вершин рис.4 равны

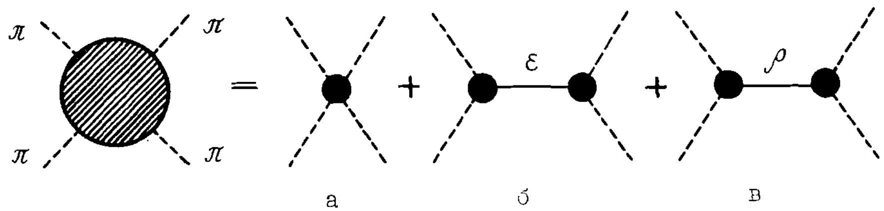


Рис.4. Диаграммы для амплитуды $\pi\pi$-рассеяния. Жирная точка, как и на рис.2, обозначает, что в соответствующих мезонных вершинах учтены $a_1\to\partial\pi$ переходы.

$$L(\pi^4) = -\frac{g^2}{2} Z \left\{ \vec{\pi}^4 - \left[\frac{Z-1}{Z}\right]^2 \frac{(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})^2}{m^2} + \left[\frac{Z-1}{Z}\right]^4 \frac{(\partial_\mu\vec{\pi}\partial_\mu\vec{\pi})^2 - (\partial_\mu\vec{\pi}\partial_\nu\vec{\pi})^2}{12m^4} \right\},$$

$$L(\varepsilon\pi\pi) = 2mgZ^{1/2}\varepsilon\left\{ \vec{\pi}^2 + \frac{1}{2m^2}\left[\frac{Z-1}{Z}\right]\left[\vec{\pi}\partial^2\vec{\pi} + \left[\frac{Z+1}{Z}\right](\partial\vec{\pi})^2\right]\right\},$$

$$L(\rho\pi\pi) = g_\rho(\vec{\pi}\times\partial\vec{\pi})\vec{\rho}. \qquad (23)$$

С их помощью, принимая во внимание массовую формулу $m_\varepsilon^2=4m^2+m_\pi^2\cong4m^2$ и ограничиваясь членами с минимальным числом производных, для диаграмм 4а и 4б в низкоэнергетическом пределе получим

$$\mathcal{L}'(\pi^4) = \frac{g^2}{2m^2 Z}\left[(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})^2 + (Z-1)\vec{\pi}^2(\partial\vec{\pi})^2\right]. \qquad (24)$$

Для диаграммы 4в аналогичным образом устанавливается, что

$$\mathcal{L}''(\pi^4) = \frac{g_\rho^2}{2m_\rho^2}\left[(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})^2 - \vec{\pi}^2(\partial\vec{\pi})^2\right]. \qquad (25)$$

Как уже отмечалось, массовая формула (10) в области, где выполняются низкоэнергетические правила сумм, ведёт к равенствам $m_\rho^2=6m^2$, $Z=2$. В этом случае, суммируя (24) и (25) и используя соотношение (6), получаем лагранжиан

$$\mathcal{L}(\pi^4)=\mathcal{L}'(\pi^4)+\mathcal{L}''(\pi^4)=\frac{g^2}{2m^2 Z}\left[2(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})^2+(Z-2)\vec{\pi}^2(\partial\vec{\pi})^2\right]=\frac{g^2}{2m^2}(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})^2, \qquad (26)$$

удовлетворяющий всем требованиям низкоэнергетических теорем для пион-пионного рассеяния.

Чтобы оценить вклад в эффективный киральный лагранжиан от диаграмм, изображённых на рис.2в и 2г, кроме уже известных нам потребуется следующая вершина:

$$L(a_1\varepsilon\pi) = -\,g_\rho Z^{-1/2}\varepsilon[2\vec{a}\partial\vec{\pi} + Z\vec{\pi}\partial\vec{a}], \qquad (27)$$

получающаяся из (2) после диагонализации. Низкоэнергетическая часть лагранжиана, отвечающая диаграммам 2в и 2г, имеет вид

$$\mathcal{L}'(a\pi^3)= g_\rho F_\pi^{-1}[(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})(\vec{\pi}\vec{a})+(Z-2)/2\;\vec{\pi}^2(\vec{a}\partial\vec{\pi})], \qquad (28)$$

а диаграмме 2а

$$\mathcal{L}''(a\pi^3)= g_\rho F_\pi^{-1}[(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})(\vec{\pi}\vec{a})-\vec{\pi}^2(\vec{a}\partial\vec{\pi})]. \qquad (29)$$

В сумме мы получим

$$\mathcal{L}(a\pi^3)=\mathcal{L}'(a\pi^3)+\mathcal{L}''(a\pi^3)= g_\rho F_\pi^{-1}[2(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})(\vec{\pi}\vec{a})+(Z-4)/2\;\vec{\pi}^2(\vec{a}\partial\vec{\pi})]=$$
$$= g_\rho F_\pi^{-1}[2(\vec{\pi}\partial\vec{\pi})(\vec{\pi}\vec{a})-\vec{\pi}^2(\vec{a}\partial\vec{\pi})]. \qquad (30)$$

Используя лагранжианы (22), (26) и (30), мы можем установить вид аксиально-векторного тока J^μ, который он принимает в киральном пределе:

$$J^\mu_{lim}(q_1,q_2|q_3) = \frac{2}{3m^2}\left[\frac{Q^\mu Q^\nu}{Q^2} - g^{\mu\nu}\right]q_3^\nu. \qquad (31)$$

Данный ток сохраняется и с точностью до имеющейся разницы в выборе нормировочного множителя совпадает с током, полученным в работе [13]. Существенно, что этот результат является прямым следствием учёта виртуальных $a_1\to\partial\pi$ переходов. В дальнейшем, чтобы не усложнять выкладки, мы не будем рассматривать ни вершины с обменом

скалярным ε-мезоном, ни вершины, отвечающие контактным четырехпионным диаграммам. Оценки показывают, что общая ошибка составит при этом величину порядка 10% от основного вклада.

5. Распад $\tau^-\to\nu_\tau 3\pi$

Матричный элемент распада $\tau^-\to\nu_\tau 3\pi$ имеет вид

$$T_{\tau\to\nu_\tau 3\pi} = i g_\rho^2 F_\pi G_F \cos\vartheta\;[\bar{\nu}_\tau(p')\gamma_\mu(1-\gamma_5)\tau(p)]\,j^\mu(q_1,q_2|q_3), \qquad (32)$$

где слабый адронный ток $j^\mu(q_1,q_2|q_3)$ связан с уже известным током $J^\mu(q_1,q_2|q_3)$ простым соотношением

$$j^\mu(q_1,q_2|q_3) = \frac{m_{a_1}^2 g^{\mu\nu}-Q^\mu Q^\nu}{m_{a_1}^2-Q^2}\,J^\mu(q_1,q_2|q_3). \qquad (33)$$

Ширина распада вычисляется согласно формуле

$$d\Gamma = (2\pi)^4\delta^4(p-p'-\sum_{i=1}^{3} q_i)\,\frac{|T_{\tau\to\nu 3\pi}|^2}{4E_\tau}\,\frac{d^3\vec{p}'}{(2\pi)^3 2E_\nu}\prod_{i=1}^{3}\left[\frac{d^3\vec{q}_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right]. \qquad (34)$$

В квадрате матричного элемента предполагается усреднение по спиновым состояниям τ-лептона, а множитель 1/2, связанный с неразличимостью двух одинаковых пионов, уже учтён непосредственно в формуле (34). Интегрирование по фазовому объему удобно провести, разделив лептонную и адронную части. Адронная часть в силу сохранения четырехимпульса равна

$$8\pi(\alpha_\rho F_\pi)^2(2\pi)^4\delta^4(Q-\sum_{i=1}^{3} q_i)\;j_\nu(q_1q_2|q_3)j_\mu^+(q_1q_2|q_3)\prod_{i=1}^{3}\left[\frac{d^3\vec{q}_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right] =$$
$$= [Q_\mu Q_\nu - g_{\mu\nu}Q^2]\;\rho_t(s) + Q_\mu Q_\nu\;\rho_l(s). \qquad (35)$$

Здесь $s=Q^2$. Поперечная $\rho_t(s)$ и продольная $\rho_l(s)$ спектральные плотности определяются из формул

$$\rho_l(s) = 8\pi(\alpha_\rho F_\pi)^2(2\pi)^4\delta^4(Q-\sum_{i=1}^{3} q_i)\frac{(Qj)(Qj)^+}{Q^4}\prod_{i=1}^{3}\left[\frac{d^3\vec{q}_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right], \qquad (36)$$

$$\rho_t(s) = 8\pi(\alpha_\rho F_\pi)^2(2\pi)^4\delta^4(Q-\sum_{i=1}^{3} q_i)\frac{1}{3Q^2}\left[\frac{(Qj)(Qj)^+}{Q^2}-jj^+\right]\prod_{i=1}^{3}\left[\frac{d^3\vec{q}_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right].$$

Теперь выражение (34) можно преобразовать к виду [30]:

$$d\Gamma = \frac{(G_F\cos\vartheta)^2}{16\pi m_\tau^3}\,(m_\tau^2-s)^2\,[(m_\tau^2+2s)\rho_t(s) + m_\tau^2\,\rho_l(s)]\,ds, \qquad (37)$$

где $0\le s\le m_\tau^2$.

При определении функций спектральной плотности будем использовать адронный ток J^μ, который, согласно формуле (33), позволяет вычислить скалярные произведения

$$(Q\mathcal{J}) = (QJ),$$

$$\left[\frac{(\mathcal{J}Q)(\mathcal{J}Q)^+}{Q^2} - \mathcal{J}\mathcal{J}^+\right] = \frac{m_{a_1}^2(m_{a_1}^2+\Gamma_{a_1}^2)}{(m_{a_1}^2-Q^2)^2+m_{a_1}^2\Gamma_{a_1}^2}\left[\frac{(JQ)(JQ)^+}{Q^2} - JJ^+\right]. \qquad (38)$$

Отсюда видно, что спектральная плотность $\rho_t(s)$ имеет характерную брейт-вигнеровскую форму

$$\rho_t(s) = \frac{2}{\pi(g_\rho Z)^2\sqrt{s}}\left[\frac{m_{a_1}^2(m_{a_1}^2+\Gamma_{a_1}^2)}{(m_{a_1}^2-s)^2+m_{a_1}^2\Gamma_{a_1}^2}\right]\Gamma_{a_1\to3\pi}(s), \qquad (39)$$

где

$$\Gamma_{a_1\to3\pi}(s) = (2\pi)^4\int\delta^4(Q-\sum_{i=1}^{3}q_i)\frac{(g_\rho^3F_\pi Z)^2}{12\sqrt{s}}\left[\frac{(JQ)(JQ)^+}{Q^2}-JJ^+\right]\prod_{i=1}^{3}\left[\frac{d^3\vec{q}_i}{(2\pi)^3 2E_i}\right]$$

является шириной распада резонансного состояния a_1 для **случая**, когда аксиальный мезон находится вне массовой поверхности **($s=Q^2$)** (см. формулу (20)). В приближении бесконечно узкого **резонанса** брейт-вигнеровский фактор аппроксимируется **дельта-функцией**

$$\frac{m_{a_1}\Gamma_{a_1}}{(m_{a_1}^2-s)^2+m_{a_1}^2\Gamma_{a_1}^2} \longrightarrow \pi\delta(s-m_{a_1}^2). \qquad (40)$$

При этом формула (39) существенно упрощается:

$$\rho_t(s) = \frac{m_{a_1}^3\,\delta(s-m_{a_1}^2)\,2\Gamma_{a_1\to3\pi}}{(g_\rho Z)^2\sqrt{s}\cdot\Gamma_{a_1}}. \qquad (41)$$

Если еще принять во внимание, что $\Gamma_{a_1} = \Gamma(a_1^-\to\pi^-\pi^-\pi^+)+\Gamma(a_1^-\to\pi^0\pi^0\pi^-)$, то, подставляя (41) в (37), несложно установить следующее равенство:

$$\Gamma(\tau\to\nu_\tau 3\pi) = \Gamma(\tau\to\nu_\tau a_1^-) + \Gamma_{long}(\tau\to\nu_\tau 3\pi). \qquad (42)$$

Здесь

$$\Gamma(\tau\to\nu_\tau 3\pi) = \Gamma(\tau\to\nu_\tau\pi^-\pi^-\pi^+)+\Gamma(\tau\to\nu_\tau\pi^0\pi^0\pi^-),$$

$$\Gamma(\tau\to\nu_\tau a_1^-) = \frac{(G_F\cos\vartheta)^2}{8\pi(g_\rho Z)^2 m_\tau^3}\,m_{a_1}^2\,(m_\tau^2-m_{a_1}^2)^2(m_\tau^2+2m_{a_1}^2),$$

а продольный вклад $\Gamma_{long}(\tau\to\nu_\tau 3\pi)$ возникает от "псевдоскалярной" части токового матричного элемента. Заметим, что доля продольной компоненты невелика и по нашим расчётам составляет величину ~6%. Очевидно, что формула (42) дает грубую оценку сверху на ширину распада $\tau\to\nu_\tau 3\pi$ и в основном носит иллюстративный характер.

Теперь мы располагаем всеми необходимыми формулами и можем перейти к выполнению основной задачи настоящей работы -определению значений массы и ширины a_1-мезона. Для этого будем использовать данные коллабораций DELCO [3], MARK II [4] и ARGUS [5]. Основные выражения, с которыми мы будем работать, собраны в формулах (36)-(39). При получении тока J_μ мы пренебрегали массой пиона, что было оправданно. Однако при вычислении фазового объёма массы пионов необходимо принимать во внимание. Это видно, например, из рис.3. Чтобы лучше представлять, как влияет на окончательный результат нелокальность мезонной вершины $a_1\pi\rho$, сделаем две предварительные

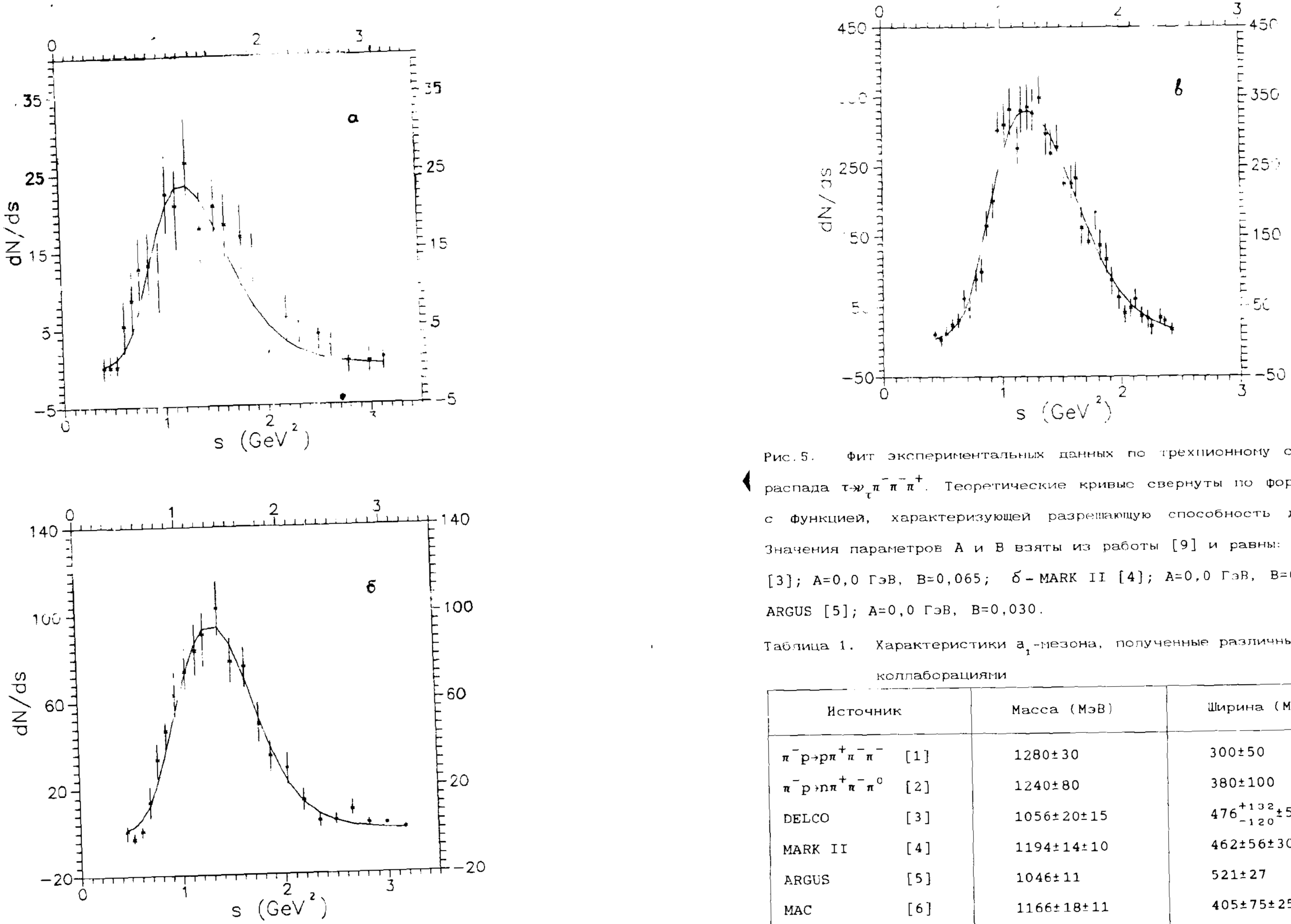


Рис.5. Фит экспериментальных данных по трехпионному спектру из распада $\tau \to \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+$. Теоретические кривые свернуты по формуле (44) с функцией, характеризующей разрешающую способность детектора. Значения параметров A и B взяты из работы [9] и равны: а – DELCO [3]; A=0,0 ГэВ, B=0,065; б – MARK II [4]; A=0,0 ГэВ, B=0,065; в – ARGUS [5]; A=0,0 ГэВ, B=0,030.

Таблица 1. Характеристики a_1-мезона, полученные различными коллаборациями

Источник	Масса (МэВ)	Ширина (МэВ)
$\pi^- p \to p \pi^+ \pi^- \pi^-$ [1]	1280±30	300±50
$\pi^- p \to n \pi^+ \pi^- \pi^0$ [2]	1240±80	380±100
DELCO [3]	1056±20±15	$476^{+132}_{-120}\pm 54$
MARK II [4]	1194±14±10	462±56±30
ARGUS [5]	1046±11	521±27
MAC [6]	1166±18±11	405±75±25

оценки. В первую очередь фитируем данные [3-5], воспользовавшись током, получающимся из (19) в низкоэнергетическом пределе, т.е. когда вершина $a_1\pi\rho$ имеет простейшую локальную структуру

$$J^{\prime\mu}_{1im}(q_1,q_2|q_3) = \left\{g^{\mu\nu} - \frac{2Q^\mu Q^\nu}{Q^2}\right\} \frac{(q_1-q_3)^\nu}{m_\rho^2-q_{13}^2-im_\rho\Gamma_\rho} + (1\leftrightarrow 2). \qquad (43)$$

Как и следовало ожидать, в этом случае получается картина, напоминающая данные работ [3-5] (см. табл.1 и 2).

Если учесть внутреннюю структуру основной мезонной вершины $a_1\pi\rho$, т.е. использовать при фитировании ток (19), то мы в результате получим согласующееся с данными адронных экспериментов значение массы a_1 -мезона. Однако его ширина оказывается достаточно большой и лежит в области 400-550 МэВ (см. вторые строки табл.2).

Чтобы сравнивать наши результаты с экспериментальными данными, теоретические формулы необходимо свернуть с функцией, учитывающей разрешающую способность детектора [9].

$$d\Gamma^{\text{набл}}_{\tau\to\nu_\tau 3\pi}/ds = \frac{1}{m}\int_{-\infty}^{+\infty} dm' \frac{m'}{\sqrt{2\pi}\ \sigma(m')} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{m-m'}{\sigma(m')}\right]^2\right\} \frac{d\Gamma^{\text{теор}}_{\tau\to\nu 3\pi}}{ds'}, \qquad (44)$$

где $m=\sqrt{s}$, $m'=\sqrt{s'}$ и $\sigma(m')=A+Bm'$, а A и B -константы. Эта процедура заметно влияет на извлекаемое значение ширины a_1-мезона. Результаты такого фитирования представлены в табл.2 и на рис.5.

Воспользуемся данными табл.2 (третьи строки) для вычисления ширины распада $\Gamma(\tau^-\to\nu_\tau\pi\rho^0)$. Соответствующая амплитуда приведена в (14). После необходимых расчетов получим следующие результаты: $\Gamma(\tau^-\to\nu_\tau\pi\rho^0)=$ $1{,}00\cdot10^{-10}$ МэВ (DELCO); $1{,}45\cdot10^{-10}$ МэВ (MARK II); $0{,}97\cdot10^{-10}$ МэВ (ARGUS). Они согласуются с имеющимися экспериментальными данными $\Gamma^{\text{экс}}(\tau^-\to\nu_\tau\pi\rho^0)=(1{,}17\pm0{,}37)\cdot10^{-10}$ МэВ [31].

Таблица 2. Параметры a_1-мезона и значения χ^2/N (N-число точек), полученные в результате фитирования экспериментальных данных с аксиально-векторным током (43) (первая строка); с аксиально-векторным током (19) (вторая строка); с аксиально-векторным током (19) и с учётом формулы (44) (третья строка)

Группа	Масса (МэВ)	Ширина (МэВ)	χ^2/N	$Br(\tau\to\nu_\tau\pi^-\pi^-\pi^+)$
DELCO [3]	1092±70	656±193	28/24	2.4±1.0 %
	1261^{+46}_{-28}	537^{+207}_{-131}	28/24	2.6±0.8 %
	1242±37	465^{+228}_{-143}	27/24	3.0±1.2 %
MARK II [4]	1175±15	459^{+64}_{-51}	36/23	4.3±0.8 %
	1285^{+21}_{-18}	426±56	32/23	3.6±0.6 %
	1260±14	298^{+40}_{-34}	32/23	5.3±0.8 %
ARGUS [5]	1115±10	524^{+41}_{-37}	38/41	3.3±0.3 %
	1255^{+9}_{-10}	525^{+40}_{-36}	37/41	2.7±0.2 %
	1250±9	488±32	39/41	2.9±0.3 %

6. Заключение

Феноменологический лагранжиан КМСТ мы использовали для описания распада $\tau\to\nu_\tau 3\pi$. В отличие от ранее известных подходов при этом особое внимание было обращено на изучение структуры мезонной вершины $a_1\pi\rho$, основанное на её связи с вершинами целого ряда родственных процессов, таких, например, как радиационные распады $a_1\to\pi\gamma$ и $\pi\to e\nu\gamma$. Такой универсальный подход позволяет получить более глубокую информацию о виде данной вершины и, в частности, установить, что она ведёт к правильному описанию экспериментальных данных по распаду $\tau\to\nu_\tau 3\pi$.

Говоря об экспериментальных данных трех анализируемых нами коллабораций, следует подчеркнуть, что они точно фиксируют положение максимума у пика, отвечающего a_1-резонансу с массой m_{a_1} = 1240-1260 МэВ. Однако для окончательного вывода о ширине a_1-мезона необходимы дополнительные исследования. Если из точек, приводимых группой ARGUS, следует значение Γ_{a_1}=488±32 МэВ, то данными группы DELCO ($\Gamma_{a_1}=465^{+228}_{-143}$ МэВ) уже не исключается значение Γ_{a_1}=316±45 МэВ, ранее приводимое Particle Data Group. Данные же коллаборации MARK II ($\Gamma_{a_1}=298^{+40}_{-34}$ МэВ) полностью соответствуют результатам, получаемым из адронных экспериментов. С точки зрения КМСТ более предпочтительны низкие значения ширины распада a_1-резонанса (см. рис.3). В этом смысле результаты фитирования по данным MARK II наилучшим образом вписываются в канву модели.

Наш анализ осуществлялся по принципу внесения наименьших изменений в стандартные формулы, используемые при обработке экспериментальных данных в работах [3-6]. При этом мы в первую очередь рассмотрели основную для данного процесса мезонную вершину $a_1 \pi\rho$. В настоящее время в литературе обсуждается целый ряд других эффектов, которые могут повлиять на величину параметров a_1-резонанса. В их число входят:

а) Учёт дополнительных вершин типа изображенных на рис.2б-2г.

б) Учёт зависимости массы a_1-мезона от переменной s.

в) Учет канала $a_1 \to K^*\bar{K} + \bar{K}^*K$.

Мы считаем, что получение ответов на эти вопросы может составить предмет дальнейшего изучения свойств a_1-мезона в рамках КМСТ.

Литература

[1]. C.Daum et al.,Nucl.Phys.B182 (1981) 269.

[2]. J.Dankowych et al.,Phys.Rev.Lett.46 (1981) 580.

[3]. DELCO Collaboration, W.B.Ruckstuhl et al.,Phys.Rev.Lett.56 (1986) 2132.

[4]. Mark II Collaboration, W.B.Schmidke et al.,Phys.Rev.Lett.57 (1986) 527.

[5]. ARGUS Collaboration, H.Albrecht et al.,Z.Phys.C 33 (1986) 7.

[6]. MAC Collaboration, H.R.Band et al.,Phys.Lett.198B (1987) 297.

[7]. M.G.Bowler,Phys.Lett.182B (1986) 400.

[8]. N.A.Tornqvist,Z.Phys.C 36 (1987) 695.

[9]. N.Isgur,C.Morningstar and C.Reader,Phys.Rev.D39 (1989) 1357.

[10]. R.T.Deck,Phys.Rev.Lett.13 (1964) 169.

[11]. Y.S.Tsai,Phys.Rev.D4 (1971) 2821.

[12]. W.R.Frazer,J.R.Fulco and F.R.Halpern,Phys.Rev.B136 (1964) 1207.

[13]. R.Fischer,J.Wess and F.Wagner,Z.Phys.C 3 (1980) 313.

[14]. H.Kuhn and F.Wagner,Nucl.Phys. B236 (1984) 16.

[15]. T.Berger,Z.Phys.C 37 (1987) 95.

[16]. M.K.Volkov, a) Ann.Phys.157 (1984) 282;
б) ЭЧАЯ 17 (1986) 433.

[17]. Y.Nambu and G.Jona-Lasinio,Phys.Rev.122 (1961) 345.

[18]. A.Dhar and S.R.Wadia,Phys.Rev.Lett.52 (1984) 959;
A.Dhar,R.Shankar and S.R.Wadia,Phys.Rev.D31 (1985) 3256;
R.D.Ball Proceedings of the Workshop on "Skyrmions and Anomalies" eds. M.Jezabek and M.Praszalowicz, World Scientific, Singapore (1987);
Н.И.Карчев, А.А.Славнов,ТМФ 65 (1985) 192;
A.Andrianov et al. Phys.Lett.B157 (1985) 425,
ЯФ 43 (1986) 983; ТМФ 70 (1987) 1;
Ulf-G.Meissner,Phys.Reports 161 (1988) 213.

[19]. T.Eguchi,Phys.Rev.D14 (1976) 2755;
T.Kugo,Progr.Theor.Phys. 55 (1976) 2032;
K.Kikkawa,Progr.Theor.Phys. 56 (1976) 947;
H.Kleinert,Fortschr.der Phys.26 (1978) 565.

[20]. D.Ebert and M.K.Volkov,ЯФ 36 (1982) 1265, Z.Phys.C 16 (1983) 205.

[21]. М.К.Волков,А.А.Осипов,Сообщения ОИЯИ Р2-85-390,Дубна,1985.

[22]. S.Weinberg,Phys.Rev.Lett.18 (1967) 507.

[23]. K.Kawarabayashi and M.Suzuki,Phys.Rev.Lett.16 (1966) 255; Riazuddin and Fayyazuddin,Phys.Rev.147 (1966) 1071.

[24]. D.Ebert and H.Reinhardt,Nucl.Phys.B271 (1986) 188.

[25]. S.Gasiorowicz and D.A.Geffen,Rev.Mod.Phys.41 (1969) 531.

[26]. M.Zielinsky et al.,Phys.Rev.Lett.52 (1984) 1195.

[27]. A.N.Ivanov,M.Nagy and M.K.Volkov,Phys.Lett.200B (1988) 171.

[28]. S.Weinberg,Phys.Rev.166 (1968) 1568.

[29]. А.Н.Иванов, ЯФ,33 (1981) 1679.

[30]. Л.Б.Окунь,Лептоны и кварки.-М.:Наука,Главная редакция физико-математической литературы. 1981.

[31]. Particle Data Group,Phys.Lett.B 204 (1988).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 ноября 1989 года.

Волков М.К., Иванов Ю.П., Осипов А.А. P2-89-779

a_1-мезон в распаде $\tau\to\nu_\tau 3\pi$

Феноменологический мезонный лагранжиан, в основе которого лежат четырехкварковые взаимодействия скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов, используется для описания распада $\tau^-\to\nu_\tau\pi^+\pi^-\pi^-$. Обсуждается структура основной адронной вершины $a_1^-\pi\rho$. Получено выражение для аксиально-векторного адронного тока $J^\mu(a_1\to3\pi)$ и подробно анализируется его низкоэнергетический предел. Вычисляются спектральные функции для основного канала данного процесса. Фит экспериментальных данных ведет к следующим значениям параметров a_1-мезона: $m_{a_1}=(1242\pm37)$ МэВ, $\Gamma_{a_1}=(465^{+228}_{-143})$ МэВ (DELCO); $m_{a_1}=(1260\pm14)$ МэВ, $\Gamma_{a_1}=(298^{+40}_{-34})$ МэВ (MARK II); $m_{a_1}=(1250\pm9)$ МэВ, $\Gamma_{a_1}=(488\pm32)$ МэВ (ARGUS).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод М.И.Потапова

Volkov M.K., Ivanov Yu.P., Osipov A.A. P2-89-779

a_1-Meson in the Decay $\tau\to\nu_\tau 3\pi$

The phenomenological meson Lagrangian based on the four-quark interactions of the scalar, pseudoscalar, vector and axial types is used for description of the decay $\tau^-\to\nu_\tau\pi^+\pi^-\pi^-$. The structure of the main hadron vertex $a_1^-\pi\rho$ is discussed. The expression for the axial hadron current $J^\mu(a_1\to3\pi)$ is obtained. The low-energy limit of this current is analysed. Spectral functions for the main channel of the given process are calculated. The fitting of the experimental data leads to the following values of the a_1 meson parameters: $m_{a_1}=(1242\pm37)$ MeV, $\Gamma_{a_1}=(465^{+228}_{-143})$ MeV (DELCO); $m_{a_1}=(1260\pm14)$ MeV, $\Gamma_{a_1}=(298^{+40}_{-34})$ MeV (MARK II); $m_{a_1}=(1250\pm9)$ MeV, $\Gamma_{a_1}=(488\pm32)$ MeV (ARGUS).

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989