УДК 539.12

К. Нурлан, М. К. Волков, А. А. Пивоваров

Распад $\tau \to K^{-}\nu_{\tau}$ в модели Намбу – Иона-Лазинио

В модели НИЛ вычислена вероятность распада τ-лептона на K⁻-мезон и нейтрино. Расчеты приведены в рамках стандартной и расширенной модели НИЛ. Рассматриваемый процесс идет через промежуточный аксиально-векторный K_1-мезон как в основном, так и в радиально-возбужденных состояниях. Рассчитана константа слабого взаимодействия F_K. Дано сравнение результатов, полученных с использованием стандартной и расширенной модели НИЛ. Эти результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: КХД при низких энергиях, модель Намбу – Иона-Лазинио, спонтанное нарушение киральной симметрии, распад тау-лептона, основные и радиально возбужденные состояния мезонов.

Об авторах

Волков Михайл Константинович — доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник НОТФВ, ЛТФ, ОИЯИ.

Пивоваров Алексей Александрович — младший научный сотрудник, НОТФВ, ЛТФ, ОИЯИ.

Нурлан Канат — студент-магистр кафедры «Ядерная физика» Государственного университета «Дубна».

Использование теории возмущений КХД при низких энергиях, невозможна в силу большой величины константы взаимодействия. Действительно, в области энергий ниже 2 ГэВ константа связи α_s перестает быть малой величиной. И здесь оказывается необходимым применение феноменологических моделей.

Среди этих феноменологических моделей одна из наиболее плодотворных можно считать модель Намбу – Иона-Лазинио (НИЛ), основанная на спонтанном нарушении киральной симметрии [1—6; 8; 9; 11]. В $U(3)\times U(3)$ симметричной НИЛ модели можно описать внутренние свойства и сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия 4 мезонных нонетов: скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных мезонов в основном состоянии.

Модель НИЛ основана на эффективном 4-кварковом взаимодействии, которое можно записать в кирально-симметричной форме [1].

$$L(\bar{q},q)=\bar{q}\left(i\hat{\partial}-M^{0}\right)q+\frac{G_1}{2}\{\left(\bar{q}\lambda^{\alpha}q\right)^2+\left(\bar{q}i\gamma_5\lambda^{\alpha}q\right)^2\}-\frac{G_2}{2}\left[\left(\bar{q}\gamma_{\mu}\lambda^{\alpha}q\right)^2+\left(\bar{q}\gamma_5\gamma_{\mu}\lambda^{\alpha}q\right)^2\right]. \quad (1)$$

Используя метод функционального интегрирования и вводя вспомогательные бозонные поля, можно придти к функциональному интегралу по кварковым полям гауссова типа, а также вид взаимодействия бозонов с кварками. Далее при использовании однопетлевых кварковых приближений, бозонные поля превращаются в поля реальных скалярных, псевдоскалярных, векторных, аксиально-векторных мезонов. При этой процедуре возникает механизм спонтанного нарушения киральной симметрии, благодаря которому легкие токовые кварки приобретают дополнительные динамические массы за счет кваркового конденсата и превращаются в более тяжелые составляющие кварки. При этом происходит динамическое нарушение киральной симметрии. В результате перенормировки этих полей получается спектр масс, указанных выше мезонов, а также константа взаимодействия этих мезонов друг с другом. При этом ультрафиолетовые расходимости в кварковых петлях устраняются с помощью единого параметра обрезания Λ.

Преимуществом модели является минимальное число произвольных параметров: массы составляющих кварков $m_u = m_d = 280$ *MeV*, $m_s = 420$ *MeV*, единый параметр четырехмерного обрезания $\Lambda = 1250$ *MeV*. В стандартной НИЛ модели мы можем изучать только мезоны в основных состояниях. Для того, чтобы включить в рассмотрение мезоны в первых радиально-возбужденных состояниях, необходимо ввести простейшие формфакторы в эффективном 4-кварковом взаимодействии. В импульсном пространстве они имеют довольно простую форму в виде полиномов второй степени по поперечному импульсу $k_\perp$ кварков: $f\left(k_\perp\right) = c\left(1 + d\left|k_\perp\right|^2\right)\theta\left(\Lambda_3 - \left|k_\perp\right|\right)$.

В расширенной модели НИЛ в исходном лагранжиане возникает недиагональная квадратичная форма основных и возбужденных состояний мезонов. В результате диагонализации свободных лагранжианов получаем новые поля, которые являются линейными комбинациями старых, при них возникают коэффициенты, содержащие углы смешивания этих состояний [13—18].

В рамках расширенной модели НИЛ были успешно описаны некоторые распады тау-лептона $\tau \to \pi^-\omega\nu$ [12], $\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau$ [19], $\tau^- \to (\eta,\eta')\pi\nu_\tau$ [20], $\tau \to K^-\pi^0\nu_\tau$ [21] при низких энергиях.

Основной задачей данной работы является описание распада $\tau \to K^-\nu_\tau$ в рамках модели НИЛ и вычисление константы F_K. Так как масса тау-лептона 1777 *MeV*, поэтому учитываются основные и только первые радиально-возбужденные состояния мезонов. Описание таких состоянии обеспечивается в расширенной модели НИЛ.

Распад $\tau \to K^-\nu_\tau$ в стандартной модели Намбу – Иона-Лазинио

Кварк-мезонный лагранжиан взаимодействия в стандартной модели НИЛ для распада $\tau \to K^-\nu_\tau$ [1; 13]:

$$L = \bar{q}\left(\lambda^+ i\gamma_5 g_k K^+ + \lambda^- i\gamma_5 g_k K^-\right)q. \quad (2)$$

$$\lambda^+ = \frac{\lambda_4 + i\lambda_5}{\sqrt{2}} = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^- = \frac{\lambda_4 - i\lambda_5}{\sqrt{2}} = \sqrt{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

где λ_4, λ_5 – матрицы Гелл-Мана; g_k – константа перенормировки мезонного поля; γ_5 – матрица Дирака.

Напишем лагранжиан, описывающий слабое взаимодействие лептонного тока с кварками:

$$L^{weak} = \bar{\tau}\gamma_\mu\gamma_5\nu\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left|V_{us}\right|\bar{s}\gamma_5\gamma_\mu u,$$

где $G_F = 1.1663787(6)\cdot 10^{-11} MeV^{-2}$ – константа Ферми; $L_\mu = \bar{u}_\nu\gamma_5\gamma_\mu u_\tau$ – лептонный ток; $\left|V_{us}\right|$ – элемент матрицы Кабиббо-Кабаяши-Маскава.

Как было показано в модели НИЛ, основные физические величины выражаются через логарифмически расходящийся интеграл $I_2^\Lambda\left(m\right)$, возникающий при рассмотрении кварковых петель:

$$I_2^\Lambda\left(m_u, m_s\right) = -\frac{3i}{\left(2\pi\right)^4}\int\frac{d^4k\,\theta\left(\Lambda^2 - k^2\right)}{\left[m_u^2 - k^2\right]\left[m_s^2 - k^2\right]} = \frac{3}{\left(4\pi\right)^2}\frac{1}{\left(m_s^2 - m_u^2\right)}\left[m_s^2\, ln\left(\frac{\Lambda^2}{m_s^2} + 1\right) - m_u^2\, ln\left(\frac{\Lambda^2}{m_u^2} + 1\right)\right],$$

где Λ – параметр обрезания, определяющий область применимости модели НИЛ.

$$\Lambda = 1250\ MeV,\ g_k = \sqrt{Z_k}\,g.$$

$$g = \left(4I_2^\Lambda\left(m\right)\right)^{-1/2}.$$

$$Z_k = \left(1 - \frac{3}{2}\frac{\left(m_u + m_s\right)^2}{M_{k_1}^2}\right)^{-1}.$$

В стандартной НИЛ модели основной вклад в ширину распада $\tau \to K^-\nu_\tau$ дает диаграмма с одной кварковой петлей (рис. 1).

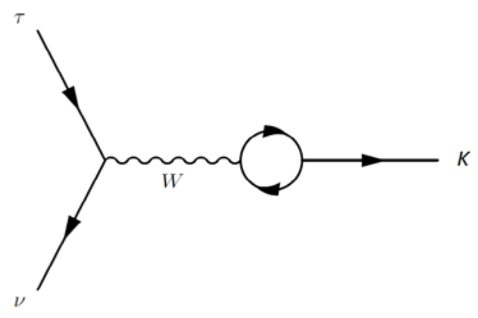

Рис. 1. Диаграмма распада $\tau \to K^- \nu_\tau$

Амплитуду для данного распада, воспользовавшись лагранжианом (2), можем написать:

$$A_{\tau\to K^-\nu_\tau} = \frac{M_W{}^2 G_F}{2^{1/4}}\left[\bar{u}_\nu \gamma_\mu \gamma_5 u_\tau\right]\frac{-i}{q^2 - M_W^2}\left[g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_W^2}\right]\times$$

$$\times\frac{\sin\theta}{2^{1/4}} i\sqrt{2} g_K 3\int \gamma_5 G(k+p)\gamma_\nu\gamma_5 G(k)\frac{d^4k}{(2\pi)^4}. \quad (3)$$

Тройка перед интегралом возникла от учета цвета кварков, $G(k+p), G(k)$ – кварковые пропагаторы.

Соответствующая амплитуда в однопетлевом приближении принимает форму:

$$A_{\tau\to K\nu} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} L_\mu |V_{us}| H_\mu^{(1)}. \quad (4)$$

где $H_\mu^{(1)}$– адронный ток в однопетлевом приближении.

$$H_\mu^{(1)} = 3ig^{\mu\nu}\sqrt{2} g_K \int \gamma_5 G(k+p)\gamma_\nu\gamma_5 G(k)\frac{d^4k}{(2\pi)^4} =$$

$$= 3ig^{\mu\nu}\sqrt{2} g_K \int \frac{Sp\left\{\gamma_5\gamma_\nu\left(\hat{p}+\hat{k}+m_u\right)\gamma_5\left(\hat{k}+m_s\right)\right\}}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}.$$

В данном интеграле, находим след матриц, где $\hat{p} = \gamma^\nu p_\nu$, $\hat{k} = \gamma^\nu k_\nu$:

$$Sp\left\{\gamma_5\gamma_\nu\left(\hat{p}+\hat{k}+m_u\right)\gamma_5\left(\hat{k}+m_s\right)\right\} =$$
$$= 4\left((m_s - m_u)k^\nu + m_s p^\nu\right).$$

Вклад в адронный ток в однопетлевом приближении:

$$H_\mu^{(1)} = 3ig^{\mu\nu}\sqrt{2} g_K \int \frac{4\left((m_s-m_u)k^\nu + m_s p^\nu\right)}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}.$$

Рассмотрим интеграл отдельно:

$$\int \frac{4\left((m_s-m_u)k^\nu + m_s p^\nu\right)}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4} =$$

$$= \int \frac{4\left((m_s-m_u)k^\nu + m_s p^\nu\right)}{\left[m_u^2-k^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]\left[1-\frac{2pk+p^2}{m_u^2-k^2}\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}.$$

В знаменателе p^2-членами можем пренебречь, остальные члены разложим в ряд Тейлора:

$$\frac{1}{1-\frac{2pk}{m_u^2-k^2}} = 1 + \frac{2pk}{m_u^2-k^2} + \frac{4p^2k^2}{\left[m_u^2-k^2\right]^2} + \ldots$$

Отсюда получаем $I_2^\Lambda(m_u, m_s)$ – логарифмически расходящийся интеграл, который имеет обрезание на верхнем пределе Λ. Учитываются только расходящиеся части интеграла, при этом отбрасывается импульсная зависимость этих интегралов. Только при таком условии удается сохранить кирально-симметричную структуру лагранжиана.

В результате для вклада в амплитуду адронного тока в однопетлевом приближении получим:

$$H_\mu^{(1)} = \sqrt{2} g^{\mu\nu} p^\nu Z_K 4 I_2^\Lambda(m_u, m_s)\frac{m_u+m_s}{2} g_K. \quad (5)$$

Окончательно амплитуда в однопетлевом приближении для данного распада имеет вид:

$$A_{\tau\to K\nu} = G_F |V_{us}| L_\mu g^{\mu\nu} Z_k p^\nu \frac{m_u+m_s}{2g}, \quad (6)$$

где p^μ– импульс каона, отсюда можно выразить тождество Голдбергера – Треймана:

$$F_k = \frac{m_u+m_s}{2g}, \; F_k = 93MeV,$$

$$A_{\tau\to K\nu} = G_F |V_{us}| L_\mu Z_k F_{k_1} p^\mu. \quad (7)$$

массы кварков и мезонов соответственно $m_u = 280\,MeV$, $m_s = 420\,MeV$, $M_{K_1} = 1270\,MeV$.

$$Z_k = \left(1 - \frac{3}{2}\frac{(m_u+m_s)^2}{M_{k_1}^2}\right)^{-1}.$$

При учете процесса с промежуточными аксиально-векторным K_1-

мезоном (рис. 2) приходим к следующему выражению:

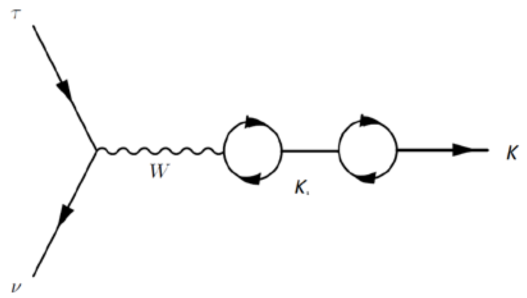

Рис. 2. Диаграмма распада $\tau \to K_1 \to K^-\nu_\tau$

$$A_{\tau\to K_1\to K^-\nu} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} L_\mu |V_{us}| H_\mu^{(2)},$$

$H_\mu^{(2)}$ – вклад в адронный ток в двухпетлевом приближении с учетом промежуточного K_1-мезона.

$$H_\mu^{(2)} = g^{\mu\nu}\left(i\sqrt{2}\frac{g_{K^*}}{2}\right)3T_1\left(i\sqrt{2}\frac{g_{K^*}}{2}\right)\times$$
$$\times BW3\sqrt{2}g_k T_2, \quad (8)$$

где

$$T_1 = \int \frac{Sp\left[\gamma_5\gamma_\nu\left(\hat{k}+\hat{p}+m_u\right)\gamma_\mu\gamma_5\left(\hat{k}+m_s\right)\right]}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}. \quad (9)$$

$$T_2 = \int \frac{Sp\left[\gamma_5\gamma_\lambda\left(\hat{k}+\hat{p}+m_u\right)\gamma_5\left(\hat{k}+m_s\right)\right]}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}.$$

$g_{K^*} = \sqrt{6}g_k$, BW – пропагатор Брейта – Вигнера, соответствующий промежуточному K_1-мезону. В знаменателе пропагатора Брейта – Вигнера мы пренебрегли массой каона по сравнению с массой K_1-мезона:

$$BW = \frac{1}{M_{k_1}^2 - p^2 - iM_{k_1}\Gamma_{\kappa_1}} \approx \frac{1}{M_{k_1}^2}. \quad (10)$$

Интеграл T_2 вычисляется выше указанным образом. Интеграл T_1 вычисляется, как показано в работах [16; 19]:

$$Sp\left\{\gamma_5\gamma_\nu\left(\hat{k}+\hat{p}+m_u\right)\gamma_\mu\gamma_5\left(\hat{k}+m_s\right)\right\} =$$
$$= Sp\left\{\gamma_\nu\left(\hat{k}+\hat{p}+m_u\right)\gamma_\mu\left(\hat{k}+m_s\right)\right\}$$
$$-Sp\left\{2m_u\gamma_\nu\gamma_\mu\left(\hat{k}+m_s\right)\right\}.$$

$$T_1 = T_1' + T_1'', \quad (11)$$

где $T_1' = \int \frac{Sp\left[\gamma_\nu\left(\hat{k}+\hat{p}+m_u\right)\gamma_\mu\left(\hat{k}+m_s\right)\right]}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}$,

$$T_1'' = \int \frac{Sp\left[2m_u\gamma_\nu\gamma_\mu\left(\hat{k}+m_s\right)\right]}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}.$$

Для первой части, можно использовать форму, описанный в работе [9]. В итоге получим:

$$T_1 = \int \frac{Sp\left[\gamma_5\gamma_\nu\left(\hat{k}+\hat{p}+m_u\right)\gamma_\mu\gamma_5\left(\hat{k}+m_s\right)\right]}{\left[m_u^2-(k+p)^2\right]\left[m_s^2-k^2\right]}\frac{d^4k}{(2\pi)^4} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow 4I_2^\Lambda(m_u,m_s)\frac{1}{M_{K_1}^2}\left[g^{\mu\nu}p^2 + p^\nu p^\mu - \frac{3}{2}(m_u+m_s)^2\right],$$

$$T_2 = \sqrt{2}g^{\mu\nu}p^\nu Z_K 4I_2^\Lambda(m_u,m_s)\frac{m_u+m_s}{2}g_K. \quad (12)$$

В итоге для вклада в адронный ток в двухпетлевом приближении получим:

$$H_\mu^{(2)} = \sqrt{2}g^{\mu\nu}p^\nu 4I_2^\Lambda(m_u,m_s)\frac{m_u+m_s}{2}g_K(1-Z_K). \quad (13)$$

Амплитуда вероятности в двухпетлевом приближении с промежуточным аксиально-векторным K_1 мезоном имеет вид:

$$A_{\tau\to K_1\to K^-\nu} = G_F|V_{us}|L_\mu(1-Z_k)F_{k_2}p^\mu. \quad (14)$$

$$F_k = (1-Z_K)\frac{m_u+m_s}{2}g_K. \quad (15)$$

Напишем амплитуду вероятности для распада $\tau \to K\nu_\tau$ как сумму однопетлевого и двухпетлевого приближения:

$$A_{\tau\to K^-\nu} = G_F|V_{us}|L_\mu F_k p^\mu. \quad (16)$$

$$F_k \approx F_\pi = 93MeV.$$

Вычислим квадрат амплитуды для нахождения ширины распада $\tau \to K^-\nu_\tau$:

$$\frac{1}{2}|A_{\tau\to K\nu}|^2 = \frac{1}{2}|A_1 + A_2|^2 = 4G_F^2|V_{us}|^2 m_\tau^3 E_\nu F_k^2.$$

Для нахождения ширины распада $\tau \to K^-\nu$ стандартным образом надо интегрировать по фазовому объему:

$$\Gamma(\tau \to K\nu_\tau) = \int \frac{|A|^2}{4m_\tau} d\Phi =$$

$$= \int \frac{|A|^2}{4m_\tau} \frac{d^3k_\nu}{2\mathrm{E}_\nu(2\pi)^3} \frac{d^3k_k}{2\mathrm{E}_k(2\pi)^3} (2\pi)^4 \delta^4(k_\nu + k_k - k_\tau) =$$

$$= \frac{|A|^2}{4m_\tau 16\pi^2} \int \frac{d^3k_\nu}{E_\nu E_k} \delta(E_\nu + E_k + E_\tau), \quad (17)$$

где $E_\nu = \dfrac{m_\tau^2 - m_k^2}{2m_\tau}$ энергия нейтрино в системе покоя τ лептона. В результате получаем:

$$\Gamma(\tau \to K\nu_\tau) = \frac{G_F^2 |V_{us}|^2 F_k^2}{8\pi m_\tau} \left[1 - \frac{m_k^2}{m_\tau^2}\right]^2. \quad (18)$$

$$\Gamma(\tau \to K\nu_\tau)_{theor} = 1.12 \cdot 10^{-11} MeV.$$

Сравним это выражение $\Gamma(\tau \to K^-\nu_\tau)_{theor} = 1{,}12 \cdot 10^{-11} MeV$ с известным [10] из эксперимента $\Gamma(\tau \to K^-\nu_\tau)_{\exp} = (1.59 \pm 0.02) \cdot 10^{-11} MeV$.

Как видно теоретически полученный результат заметно меньше экспериментального значения.

Распад $\tau \to K^-\nu_\tau$ в расширенной модели НИЛ

В расширенной модели НИЛ описываются основные и первые радиально-возбужденные состояния мезонов. Поэтому в лагранжиан вводятся формфакторы для каждого кварк-антикваркого тока. При этом сохраняются киральная симметрия и ее механизм спонтанного нарушения и массы составляющих кварков.

Кварк-мезонный лагранжиан взаимодействия в расширенной модели НИЛ для распада $\tau \to K^-\nu_\tau$ [14; 17; 18]:

$$L_{\mathrm{int}}(q, \bar{q}, K) = \bar{q}[i\gamma_5 \sum_{j=\pm} \lambda_j^K (a_K K^j + b_K K'^j)]q +$$

$$+ \bar{q}[\frac{1}{2}\gamma_\mu \gamma_5 \sum_{j=\pm} \lambda_j (a_{K_1} K_{K_1\mu}^j + b_{K_1} K_{K_1\mu}'^j)]q, \quad (19)$$

$$a_a = \frac{1}{\sin(2\beta_a^0)} \{g_a \sin(\beta_a + \beta_a^0) +$$

$$+ g_a' f_a(\vec{k}^2) \sin(\beta_a - \beta_a^0)\}, \quad (20)$$

$$b_a = \frac{-1}{\sin(2\beta_a^0)} \{g_a \cos(\beta_a + \beta_a^0) +$$

$$+ g_a' f_a(\vec{k}^2) \cos(\beta_a - \beta_a^0)\}, \quad (21)$$

$$\lambda^+ = \frac{\lambda_4 + i\lambda_5}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^- = \frac{\lambda_4 - i\lambda_5}{\sqrt{2}} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

где λ_4, λ_5 – матрицы Гелл-Мана; g_k, g_k' – константы перенормировки мезонного поля, γ_5 – матрица Дирака.

Амплитуда распада $\tau \to K^-\nu_\tau$ в расширенной модели НИЛ имеет вид:

$$A_{\tau \to K\nu} = G_F |V_{us}| L_\mu \left| H_\mu^{(1)} + H_\mu^{(2)} + H_\mu^{(3)} \right|, (22)$$

где L_μ – лептонный ток; $H_\mu^{(1)}$ – вклад в адронный ток в однопетлевом приближении; $H_\mu^{(2)}$ – вклад в адронный ток промежуточного $K_1(1270)$ мезона; $H_\mu^{(3)}$ – вклад в адронный ток первого радиально возбужденного состояния $K_1'(1650)$.

$$H_\mu^{(1)} = Z\sqrt{2} \frac{m_u + m_s}{2g_k} p^\mu, \quad (23)$$

$$H_\mu^{(2)} = -Z\sqrt{2} \frac{3(m_u + m_s)^2}{2m_{K_1}^2} \frac{m_u + m_s}{2g_k} \times$$

$$\times \left[\frac{\sin(\beta + \beta_0)}{\sin(2\beta_0)} + Rv \frac{\sin(\beta - \beta_0)}{\sin(2\beta_0)}\right]^2, \quad (24)$$

$$H_\mu^{(3)} = -Z\sqrt{2} \frac{3(m_u + m_s)^2}{2m_{K_1}^2} \frac{m_u + m_s}{2g_k} \times$$

$$\times \left[\frac{\cos(\beta + \beta_0)}{\sin(2\beta_0)} + Rv \frac{\cos(\beta - \beta_0)}{\sin(2\beta_0)}\right]^2 \quad (25)$$

массы кварков соответственно $m_u = 280 MeV$, $m_s = 420 MeV$. Где

$$Rv = \frac{I_2^{f_{us}}(m_u, m_s)}{\sqrt{I_2(m_u, m_s) I_2^{f_{us} f_{us}}(m_u, m_s)}} = 0{,}49. \quad (26)$$

Значения углов β = 84,7°, β₀ = 59,56° для первого радиально-возбужденного состояния взяты из [14; 17].

$$\frac{1}{2}\left|A_{\tau\to K\nu}\right|^2=\frac{1}{2}\left|A_1+A_2+A_3\right|^2=$$
$$=4G_F^2\left|V_{us}\right|^2 m_\tau^3 E_\nu F_k^2 .$$

Отсюда можно выразить константу слабого взаимодействия F_k [1; 7]:

$$F_k=\frac{m_u+m_s}{2g_k}\{Z-Z\frac{3\left(m_u+m_s\right)^2}{2m_{K_1}^2}\times$$
$$\times\left[\frac{\sin(\beta+\beta_0)}{\sin\left(2\beta_0\right)}+Rv\frac{\sin\left(\beta-\beta_0\right)}{\sin\left(2\beta_0\right)}\right]^2+$$
$$+Z\frac{3\left(m_u+m_s\right)^2}{2m_{K_1'}^2}\left[\frac{\cos\left(\beta+\beta_0\right)}{\sin\left(2\beta_0\right)}+Rv\frac{\cos\left(\beta-\beta_0\right)}{\sin\left(2\beta_0\right)}\right]^2\}.$$

$$F_K=169,44MeV-63,34MeV+$$
$$+8,1MeV=114,2MeV .$$
$$F_K=1,2F_\pi .$$

Для нахождения ширины распада $\tau\to K^-\nu$ стандартным образом надо интегрировать по фазовому объему.

$$\Gamma\left(\tau\to K\nu_\tau\right)_{theor}=1.7\cdot10^{-11}MeV .$$

Сравним ширину распада $\Gamma\left(\tau\to K\nu_\tau\right)_{theor}=1.7\cdot10^{-11}MeV$ с экспериментом [10]. $\Gamma\left(\tau\to K^-\nu_\tau\right)_{\exp}=$ $=\left(1,59\pm0,02\right)\cdot10^{-11}MeV$. Следует отметить, что в стандартной модели НИЛ было получено значение $\Gamma\left(\tau\to K\nu_\tau\right)_{theor}=$ $=1.12\cdot10^{-11}MeV.$ Расширенная модель дает согласованный результат с экспериментом.

Библиографический список

1. Боголюбов, Н. Н. Введение в теорию квантованных полей / Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. – Москва : Наука, 1973.
2. Волков, М. К. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов / М.К. Волков, В.Н. Первушин. – Москва : Атомиздат, 1978.
3. Волков, М. К. Низкоэнергетическая физика мезонов в кварковой модели сверхпроводящего типа / М.К. Волков // ФЭЧАЯ. – 1986. – Т. 17, вып. 3.
4. Волков, М. К. Четырехкварковые взаимодействия как общий динамический источник σ-модели и модели векторной доминантности / М.К. Волков, Д. Эберт // Препринт ОИЯИ. – 1981. – Р2-81-836.
5. Волков, М. К. Модель Намбу-Иона-Лазинио и ее развитие / М.К. Волков, А.Е. Раджабов // УФН. – 206. – Т. 176, № 6.
6. Ahmadov, A. I. The decay $\tau\to\left(\pi,\pi'\right)\nu_\tau$ in the Nambu-Jona-Lasinio model / A.I. Ahmadov, M.K. Volkov // Phys. Part. Nucl. Lett 12. – 2015. – P. 744–750.
7. Ahmadov A.I., Kalinovsky Yu.L., Volkov M.K. Int. J. Mod. Phys. A 30. — 2015. — P. 26.
8. Eguchi T. Phys. Rev. D14. — 1976.
9. Nambu Y., Jona-Lasinio G. // Phys. Rev. – 1961. — V. 122. — P. 345–358.
10. Okun, L. B. Leptons and Quarks / L.B. Okun. – Москва : Наука, 1990.
11. Olive K.A. et al. Particle Data Group Collaboration. Chin. Phys. C. – 2014. — V. 38.
12. Volkov M.K. // Ann. Phys. New York. — 1984. – V. 157, 282.
13. Volkov M.K., Yudichev V.L. // ЭЧАЯ. – 2000. – № 31. – С. 576.
14. Volkov M.K., Arbuzov A.B., Kostunin D.G. // Phys. Rev. – 2014. – С. 89.
15. Volkov M.K., Arbuzov A.B., Kostunin D.G. // Phys. Rev. C. 89. – 2014.
16. Volkov M.K., Arbuzov A.B., Kostunin D.G. // Phys. Rev. D86. – 2012.
17. Volkov M.K., Kostunin D.G. // PEPAN Lett. 10. – 2013. – P. 18–23.
18. Volkov M.K., Kostunin D.G. // Phys. Rev. D86. – 2012.
19. Volkov M.K., Pivovarov A.A. // Mod. Phys. Lett A31. – 2016.

Поступила в редакцию
15.08.2016