ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 4137

Г.Б.Кутузова,* Л.И.Лапидус

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

К АНАЛИЗУ ВОЗМОЖНЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ V-A ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1968

P2 - 4137

Г.Б.Кутузова, Л.И.Лапидус

К АНАЛИЗУ ВОЗМОЖНЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ОТ V-A ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Направлено в ЖЭТФ

1. Введение. Постановка задачи

А. Универсальная $V-A$ теория слабых взаимодействий хорошо соответствует всем известным экспериментальным данным, по крайней мере, в тех случаях, когда от теории возможно получить количественные заключения.

Процесс распада мюона

$$\mu \to e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \tag{1}$$

занимает особое место в физике слабых взаимодействий, поскольку он является единственно доступным пока для экспериментальных исследований слабым лептонным процессом.

Количественная теория процесса (1) после открытия несохранения четности и C-инвариантности была построена /1/ еще до создания $V-A$ теории. При этом оказалось достаточно требований продольности испускаемых нейтрино и факта испускания в (1) нейтрино и антинейтрино. На этом этапе теория содержала два (действительных) параметра. Теория $V-A$ взаимодействия зафиксировала отношение этих параметров.

Наряду с ток x ток схемой взаимодействия, локального относительно лептонного тока, одним из важнейших положений в современной теории лептонных и так называемых полулептонных слабых процессов является представление о мюон-электрон универсальности. Однако данные о мюонном токе (μ, ν_μ) менее точны, чем сведения о структуре (e, ν_e) (электронного) тока. Кроме того, по-видимому, можно допустить существование небольшой отличной от нуля массы покоя мюонного нейтрино.

Получение [2] новых, значительно более точных, чем прежде, экспериментальных данных о спектре электронов в распаде (1) побудило нас предпринять новый анализ возможных отклонений от обычной теории процесса (1) с тем, чтобы иметь возможность количественно проверить справедливость $V-A$ теории и получить заключения о возможных примесях взаимодействий, отличных от $V-A$. С этой целью мы рассматриваем одну модель возможных отклонений от $V-A$ теории. Получаемые при этом оценки для отклонений, конечно, зависят от модели.

Б. Ниже преполагается справедливость ток x ток схемы

$$L_{int} = j_a^{(e)} \overset{+}{J}{}_a^{(\mu)} , \tag{2}$$

где $j_a^{(e)}$ $-V-A$ ток, построенный для электрона и эль-нейтрино

$$j_a^{(e)} = \bar{\psi}_e \gamma_a (1+\gamma_5) \psi_{\nu_e} . \tag{3}$$

Для мюонного тока $J_a^{(\mu)}$ мы будем допускать наиболее общее выражение

$$\begin{aligned} \overset{+}{J}{}_a^{(\mu)} &= \bar{\psi}_{\nu_\mu} [\{ \gamma_a + \frac{b_+}{m_\mu}(p+q_2)_a + \frac{c_+}{m_\mu}(p-q_2)_a \} \Pi_+ + \\ &+ \{ a\gamma_a + \frac{b_-}{m_\mu}(p+q_2)_a + \frac{c_-}{m_\mu}(p-q_2)_a \} \Pi_-] \psi_\mu = \\ &= \bar{\psi}_{\nu_\mu} [\Gamma_+^a \Pi_+ + \Gamma_-^a \Pi_-] \psi_\mu . \end{aligned} \tag{4}$$

При справедливости (2) и (4) для эффективного лагранжиана процесса (1) мы получаем

$$L_{int} = \frac{G}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu_\mu} [\Gamma_+^a \Pi_+ + \Gamma_-^a \Pi_-] \psi_\mu \bar{\psi}_e \gamma_a (1+\gamma_5) \psi_{\nu_e} , \tag{5}$$

где $\Pi_\pm = 1 \pm \gamma_5$, $p(\vec{p}, E_\mu)$, $q_2(\vec{q}_2, \omega_2)$ – 4 – импульсы мюона и мюонного нейтрино, $k(\vec{k}, \omega)$ и $q_1(\vec{q}_1, \omega_1)$ – то же для электрона и эль-нейтрино, m_μ и m_e – массы мюона и электрона.

Ясно, что только первые два слагаемых остаются в (4) при справедливости $V-A$ теории. При $b_\pm \neq 0$, $c_\pm \neq 0$ во взаимодействие включаются производные от полей ψ_{ν_μ} и ψ_μ x). Преобразование Фирца позволяет привести (5) к виду

$$
\begin{aligned}
L_{int} = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ & -\bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_a (1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} \bar{\psi}_e \gamma_a (1+\gamma_5)\psi_\mu + \\
& + 2a \bar{\psi}_{\nu_\mu} (1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} \bar{\psi}_e (1-\gamma_5)\psi_\mu + \frac{1}{2}[\frac{b_+}{m_\mu}(p+q_2)_a + \\
& + \frac{c_+}{m_\mu}(p-q_2)_a][\bar{\psi}_{\nu_\mu}(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} \bar{\psi}_e \gamma_a (1+\gamma_5)\psi_\mu - \\
& - \bar{\psi}_{\nu_\mu} \sigma_{a\beta}(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} \bar{\psi}_e \gamma_\beta (1+\gamma_5)\psi_\mu] + \\
& + \frac{1}{2}[\frac{b_-}{m_\mu}(p+q_2)_a + \frac{c_-}{m_\mu}(p-q_2)_a][\psi_{\nu_\mu}\gamma_a(1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} \cdot \\
& \cdot \bar{\psi}_e (1-\gamma_5)\psi_\mu + \bar{\psi}_{\nu_\mu}\gamma_\beta (1+\gamma_5)\psi_{\nu_e} \bar{\psi}_e \sigma_{a\beta}(1-\gamma_5)\psi_\mu]\}
\end{aligned}
\tag{5'}
$$

Из (5') ясно отличие нашей модели от рассматривавшихся ранее. Бакал и Куртис /6/ при L_{int}, совпадающем с принятым в $V-A$ теории в вычислении вероятности процесса (1), допускали возможность отличия от нуля массы мюонного нейтрино $m_{\nu_\mu} = m_2$. Фридберг /7/ получил формулы для спектра распада мюона, допуская существование в (5) слагаемых без производных. Маршак и др. /8/ оставляли неизменной структуру (μ, ν_μ) тока и допускали $\gamma_a \Pi$ -слагаемое в (e,ν_e) токе.

Влияние примеси $V+A$ взаимодействия в другой модели рассматривали недавно Липманов и Михеев /9/.

Ниже, после некоторого обсуждения общего выражения для взаимодействия получены выражения для спектра электронов, их асимметрии и поляризации, спиральности нейтрино и полной вероятности процесса (1). Вычисления проведены в два этапа. Вначале для взаимодействия без

---

x) Отметим сразу, что введение производных здесь отличается от такового у Ли и Янга /3/, которые допускали существование производных одновременно в $j_a^{(e)}$ и в $J_a^{(\mu)}$, и от работ Бладмена и Клайна /4/ и Берджия и Руссо /5/.

производных (т.е. при $b_{+-}=c_{+-}=0$, но при $a\neq 0$) допускается отличие от нуля m_2. Затем при $m_2\neq 0$ рассматривается взаимодействие (5) с производными. При отсутствии производных допускается комплексность величины a с тем, чтобы оценить величину поперечной поляризации электронов, возникающей при нарушении CP-инвариантности. Для взаимодействия с производными (при $m_2=0$) этот эффект рассматривался в /5/.

Изменение структуры мюонного тока сказывается и на других процессах. С этой точки зрения здесь рассмотрены $\pi_{\mu 2}$- и $K_{\mu 2}$- распады. Получены выражения для вероятности распадов и поляризации мюонов распада.

2. Общее выражение для взаимодействия

А. Общее выражение (4) для тока $J_a^{(\mu)}$ формально совпадает с выражением для барионного тока в полулептонных процессах (без учета требований C-инвариантности). Величины a, b_{+-}, c_{+-}, аналоги которых для барионного тока являются формфакторами, для процесса (1) оказываются постоянными числами. Справедливость этого утверждения можно обнаружить следующим образом. В силу локальности лептонного тока $j_a^{(e)}$ величины a, b_{+-}, c_{+-} могут быть лишь функциями переданного (паре $\mu-\nu_\mu$) импульса $k-q_1$, но ввиду локальности лептонного тока $J_a^{(\mu)}$ эти же величины должны быть функциями импульса $p-q_2=k+q_1$, переданного $(e-\nu_e)$ паре. Удовлетворить обоим условиям можно только, выбрав a, b_{+-}, c_{+-} константами. В пренебрежении малым нарушением CP-инвариантности эти константы действительны.

Не все из введенных в (4) слагаемых одинаково эффективны для процесса (1), даже если допустить их существование. Нетрудно видеть из (3) и (5), что поскольку для (1) $p-q_2=q_1+k$, то

$$c_+(\bar\nu_\mu (q_1+k)_a \Pi_+ \mu)(\bar e\gamma_a(1+\gamma_5)\nu_e)=c_+ m_e(\bar\nu_\mu\Pi_+\mu)(\bar e\Pi_+\nu_e)$$
$$c_-(\bar\nu_\mu\Pi_-\mu)(\bar e(\hat q_1+\hat k)\Pi_+\nu_e)=c_- m_e(\bar\nu_\mu\Pi_-\mu)(\bar e\Pi_+\nu_e), \tag{7}$$

вклад c_{+-}, пропорциональный массе электрона, значительно менее эффективен, чем вклад b_{+-}. Таким образом, обнаружить наличие c_{+-} при изучении (1) весьма нелегко.

Для других процессов с испусканием $(\nu_\mu - \mu)$ – пары эффективность различных "новых" слагаемых может быть иной. Так, для $\pi_{\mu 2}$ распада, матричный элемент которого

$$M(\pi\to\mu) = f_\pi (p_\pi)_\alpha \, J_\alpha^{(\mu)} , \tag{8}$$

где $p_\pi = p + q_2$, а через f_π обозначен формфактор пиона, может быть преобразован к виду

$$\begin{aligned} M(\pi\to\mu) &= f_\pi m_\mu \bar{u}_\mu \Big\{ \Big[1 + a\Big(\frac{m_2}{m_\mu}\Big) + \\ &+ b_+ \Big(\frac{m_\pi}{m_\mu}\Big)^2 + c_+ (1 - m_2^2/m_\mu^2) \Big] \Pi_+ + \\ &+ \Big[a_+ m_2/m_\mu + b_-\Big(\frac{m_\pi}{m_\mu}\Big)^2 + c_- (1 - m_2^2/m_\mu^2) \Big] \Pi_- \Big\} u_{\nu_\mu} = \\ &= f_\pi m_\mu \bar{u}_\mu [B_+ \Pi_+ + B_- \Pi_-] u_{\nu_\mu} \end{aligned} \tag{9}$$

и вклады b_{+-} и c_{+-} оказываются сопоставимыми.

Для амплитуды $K_{\mu 2}$ – распада получается аналогичное выражение с заменой $\pi \to K$, коэффициента перед b_{+-} – на 22, а коэффициента перед c_{+-} – на ≈ 1.

3. Распад мюонов

А. Рассмотрим вначале процесс (1), положив в (4) $b_{+-} = c_{+-} = 0$, но допустив $m_2 \neq 0$ и комплексность a (нарушение CP-инвариантности). Введем обычные 4-векторы поляризации электрона

$$s' \equiv \begin{cases} s'_4 = (\vec{k}\vec{\zeta}) / m_e \\ \vec{s}' = \vec{\zeta} + (\vec{k}\vec{\zeta})\vec{k} / m_e (E + m_e) \end{cases}$$

и мюона

$$s \equiv \begin{cases} s_4 = (\vec{p}\vec{\eta})/m_\mu \\ \vec{s} = \vec{\eta} + (\vec{p}\vec{\eta})\,\vec{p}/m_\mu(E_\mu + m_\mu). \end{cases}$$

Для квадрата матричного элемента $|T|^2$, соответствующего (5), имеем

$$|T|^2 = 32\,G^2 \{ (pq_1 - m_\mu s q_1)(kq_2 - m_e s' q_2) +$$

$$+ |a|^2 q_1 q_2 (pk + m_\mu s k - m_e p s' - m_e m_\mu s s') -$$

$$- m_2 m_\mu \operatorname{Re} a (kq_1 - m_e s' q_1) + m_2 \operatorname{Re} a [s q_1 (pk -$$

$$- m_e s' p) - p q_1 (ks - m_e s s')] + m_2 J m a (k_\sigma - m_e s'_\sigma) \tag{10}$$

$$q_{1\rho}\, p_\mu\, s_\nu\, \epsilon_{\rho\mu\nu\sigma}\ .$$

Для вероятности распада в системе покоя мюона

$$dW(E,\theta) = \frac{G^2 m_\mu}{16\pi^4}(1-a)^2 (E^2 - m_e^2)^{1/2}\, dE\, d\Omega \times$$

$$\{[(1+a+2|a|^2)E(E_0 - E) - m_2 \operatorname{Re} a (E - m_e^2/m_\mu) +$$

$$+ \frac{1}{3}(1+2a)(E^2 - m_e^2)] + (\vec{k}\vec{\eta})[\frac{1}{3}(E_0 - E)(1 - a - 6|a|^2) +$$

$$+ m_2 \operatorname{Re} a - \frac{1}{3}(1+2a)(E - m_e^2/m_\mu)] -$$

$$-(k\zeta)[(1+a+2|a|^2)(E_0 - E) + \frac{1}{3}(1+2a)(E - m_e^2/m_\mu) -$$

$$
-m_2 \mathrm{Re}\, a - (\vec{k}\vec{\eta})\left\{ \frac{1}{3}(1+2a-3\,\frac{m_2}{m_\mu}\,\mathrm{Re}\, a) - \right.
$$

$$
-\frac{1}{3}\,\frac{(1-a-6|a|^2)(E_0-E)}{E+m_e} - \frac{m_2 \mathrm{Re}\, a(1-E/m_\mu)}{E+m_e}\Big\}\Big] -
$$

$$
- m_e(\vec{\zeta}\vec{\eta})\Big[\frac{1}{3}(1-a-6|a|^2)(E_0-E)+m_2 \mathrm{Re}\, a(1-E/m_\mu)\Big] -
$$

$$
- \mathrm{Im}\, a\,\frac{m_2 m_e}{m_\mu}\,[\vec{\zeta}(\vec{k}\vec{\eta})]\Big\}, \tag{11}
$$

где

$$
a = \frac{m_2^2}{q^2} = \frac{m_2^2}{(p-k)^2} = \frac{m_2^2}{2m_\mu(T_e^{max}-T_e)+m_2^2};\quad E_0 = \frac{m_\mu^2+m_e^2}{2m_\mu},
$$

а энергия электрона меняется от $E_{min} = m_e$ до

$$
E_{max} = E_0 - \frac{m_2^2}{2m_\mu} = T_e^{max} + m_e .
$$

Отметим, что величина a мала при всех значениях энергии электронов за исключением малой области вблизи T_e^{max}, где $a \simeq 1$. "Ширина" этой области энергий

$$
\Delta T^e \simeq m_2^2/2m_\mu \lesssim 20 \text{ кэв.}
$$

При $\zeta = 0$ (11) переходит в результат Фридберга, а при $a = 0$ – в результат Бакала и Куртиса.

Так как в не зависящей от поляризации части спектра в (11) нет слагаемого, пропорционального массе электрона, в рассматриваемой нами модели параметр Мишеля $\eta = 0$.

В таблице 1 приведены результаты вычислений по формуле (1) для спектров электронов при различных значениях параметров a и m_2. Спектр чувствителен к m_2 и значениям $a = \pm\, 0{,}1$ только при очень малых ($\varepsilon = E/2m_\mu < 0{,}05$)

и очень больших ($\epsilon > 0{,}9$) энергиях электронов. Точность измерений $dW(E)$ должна составлять десятые процента. Как видно из оценок, изучение спектра мю-распада не позволяет заметно уменьшить предел для m_2 (по сравнению с $m_2 \cong 2$ Мэв).

Энергетический спектр симметрии μ -распада несколько больше, чем спектр распада неполяризованного мюона, чувствителен к m_2 и a, но это также имеет место в области низких и высоких энергий.

Отметим, что считать величины a и m_2 отличными от нуля независимо, по-видимому, не всегда возможно. При $m_2 \neq 0$ с неизбежностью возникает $a \neq 0$. Конечно, могут быть причины, из-за которых при $a \neq 0$ величина $m_2 = 0$. Во всяком случае кинематические эффекты, остающиеся в (11) при $a = 0$, квадратичны по m_2 . Учет $a \neq 0$ приводит к дополнительным членам $\sim a\, m_2$.

Для всего проводимого здесь рассмотрения (при малых a, m_2) весьма важно знать влияние радиационных поправок. Мы предполагаем, что сравнение с экспериментом может быть проведено после надлежащего учета радиационных эффектов. Последнее по времени рассмотрение радиационных поправок провел Алкок /10/. Он пришел к заключению, что их эффект не превышает 0,2%. Выражение (11) можно представить в виде

$$dW = dW_0 + (\vec{k}\vec{\eta})\,dW_1 + (-\vec{k}\vec{\zeta})\,dW_2 + \qquad (12)$$
$$+ (\vec{\eta}\vec{\zeta})\,dW_3 + (\vec{\zeta}[\vec{k}\vec{\eta}])\,dW_4 .$$

Выражение, пропорциональное $(\vec{\zeta}[\vec{k}\vec{\eta}])$, определяет поляризацию электронов от распада поляризованных мюонов, перпендикулярно плоскости распада $\vec{k}, \vec{\eta}$.

Как видно, из (11),

$$dW_4 \approx \mathrm{Im}\, a\; 6\, \frac{m_2\, m_e}{m_\mu^2}$$

и связанная с нарушением CP-инвариантности компонента поляризации электронов содержит помимо $\mathrm{Im}\, a$ малый множитель $\lesssim 10^{-3}$.

Интересно отметить, что dW_4 обращается в нуль при $m_2 = 0$. Таким образом, в рассматриваемой модели отклонения от $V-A$ взаимодействия эффекты нарушения CP-инвариантности оказываются связанными с ненулевой массой мюонного нейтрино.

Сумме второго и третьего слагаемых в (12) можно придать вид

$$
\begin{aligned}
-(\vec{k}\vec{\zeta})\,dW_2 + (\vec{\eta}\vec{\zeta})\,dW_3 = \frac{G^2 m_\mu}{16\pi^4}(1-a)^2\,(E^2-m_e^2)^{1/2}\,dE\,d\Omega \\
\{-(\vec{k}\vec{\zeta})[(1+a+2|a|^2)(E_0-E)+\frac{1}{3}(1+2a)(E-m_e^2/m_\mu)\cdot \\
-m_2\,\mathrm{Re}\,a] + (\vec{k}\vec{\zeta})(\vec{k}\vec{\eta})[\frac{1}{3}(1+2a)-\frac{m_2}{m_\mu}\mathrm{Re}\,a - \\
-\frac{1}{3}(1-a-6|a|^2)\frac{E(E_0-E)}{E^2-m_e^2} + m_2\,\mathrm{Re}\,a\,(1-E/m_\mu)\cdot \qquad (13) \\
\cdot\frac{E}{E^2-m_e^2}] - m_e[(\vec{\eta}\vec{\zeta})-(\vec{n}\vec{\zeta})(\vec{n}\vec{\eta})][\frac{1}{3}(1-a- \\
-6|a|^2)(E_0-E) + m_2\,\mathrm{Re}\,a\,(1-E/m_\mu)]\},
\end{aligned}
$$

где $\vec{n}$ – единичный вектор в направлении импульса электрона, а выражение при $[(\vec{\eta}\vec{\zeta})-(\vec{n}\vec{\zeta})(\vec{n}\vec{\eta})]$ в (13) определяет поляризацию электронов в плоскости распада $(\vec{n}, \vec{\eta})$, перпендикулярную импульсу электрона.

Как видно из (11) и (12), выражение для $dW_0 + (\vec{k}\vec{\eta})\,dW_1$ не соответствует рассматриваемому обычно (при $\eta = 0$)

$$
\begin{aligned}
\frac{dW}{d\Omega}(\epsilon,\rho,\delta) = \frac{1}{\pi\tau}\{[3(1-\epsilon)+2\rho(\frac{4}{3}\epsilon-1)] \mp \qquad (14) \\
\pm\,\xi\cos\theta[1-\epsilon)+2\delta(\frac{4}{3}\epsilon-1)]\}\epsilon^2 d\epsilon.
\end{aligned}
$$

Если определить параметры ρ и δ методом квадратичного приближения к обоим выражениям в квадратных скобках в (14), то

$$\rho = \frac{3}{4}\,\frac{1-6\beta\,\mathrm{Re}\,a}{1+|a|^2-4\beta\,\mathrm{Re}\,a}, \qquad (15)$$

где $\beta = m_2/m_\mu$, и что при действительных a совпадает с результатом Алкока /10/, а

$$\delta = \frac{3}{4}\,\frac{1-6\beta\,\mathrm{Re}\,a}{1+3|a|^2-12\beta\,\mathrm{Re}\,a} \qquad (16)$$

$$\xi = \frac{1+3|a|^2-12\beta\,\mathrm{Re}\,a}{1+|a|^2-4\beta\,\mathrm{Re}\,a}. \qquad (17)$$

Как видно из (15)-(17), между параметрами ρ, δ и ξ в рассматриваемой модели имеется соотношение

$$\rho/\xi = \delta.$$

Полная вероятность распада мюона оказывается равной

$$W = \frac{1}{\tau} = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3}\left[1+|a|^2-4\beta\,\mathrm{Re}\,a\right]. \qquad (18)$$

Для поляризации нейтрино H_{ν_μ} имеем (для действительных a)

$$H_{\nu_\mu} = -\frac{(1-a^2)}{(1+a^2)}|\vec{q}_2|\left[3(1+\kappa)m_\mu^2+(1-\kappa)m_2^2-2(2+\kappa)m_\mu\omega_2\right]\left[3m_\mu^2\,\omega_2(1+\kappa)-2m_\mu m_2^2(1+2\kappa)-2m_\mu^2\omega_2(2+\kappa)+3m_2^2\omega_2(1+\kappa)-6am_2t^2\right]^{-1}. \qquad (19)$$

где

$$\kappa = m_e^2/t; \quad t = (p-q_2)^2 = m_\mu^2 - 2m_\mu\omega_2 + m_2^2.$$ При

$\omega_2 \gg m_2$ $\qquad H_{\nu_\mu} \to -(1-a^2)/(1+a^2)$.

Таким образом, труднейшие измерения H_{ν_μ} должны быть проведены с точностью, лучшей нескольких процентов, чтобы дать новую информацию о величине $a \lesssim 0{,}1$.

Для поляризации электронов

$$\vec{P}_e = P_e \ \vec{v}/c \tag{20}$$

имеем

$$P_e = (\epsilon^2 - 4\lambda^2)^{1/2}[3u + 3\beta^2 + 6a^2 u - 6a\beta + (1+2\beta^2/u)(\epsilon - 2\lambda^2)][(1+2\beta^2/u)(\epsilon^2 - 4\lambda^2) - 6a\beta(\epsilon - 2\lambda^2) + (3u + 6a^2 + 3\beta^2)\epsilon]^{-1},$$

где

$$u = 1 - \epsilon + \lambda^2 \quad ; \ \lambda = m_e/m_\mu \quad ; \ \beta = m_2/m_\mu .$$

Как видно из (20) $P_e \approx 1$, с точностью до членов порядка $\lambda^2 \approx 10^{-5}$

Б. Рассмотрим теперь процесс (1), допуская справедливость (4) и (5), действительность a, $b_\pm$ и c_+ – и пренебрегая слагаемыми порядка m_e^2/m_μ^2 и m_e^2/m_μ^2.

Для вероятности распада получаем выражения вида

$$dW = dW_0(1 - \vec{n}\vec{\zeta}) + (\vec{k}\vec{\eta})dW_1 + (\vec{k}\vec{\zeta})(\vec{k}\vec{\eta})dW_2 + (\vec{\eta}\vec{\zeta})dW_3 , \tag{21}$$

где

$$dW_0 = \frac{G^2 m_\mu^5}{64\pi^4} d\Omega \ \epsilon^2 d\epsilon \ \{[\frac{1}{6}(3 - 2\epsilon) + a^2(1-\epsilon) - a\beta] + [\beta(b_+ + ab_-) + 2\beta b_+ b_- + (ab_+ + b_-)](1-\epsilon) + \frac{1}{6}(b_-^2 + b_+^2)(3 - 4\epsilon + \epsilon^2)\} . \tag{22}$$

Отметим, что в (22) возникают слагаемые, пропорциональные первой степени $\beta = m_2 / m_\mu$, но по-прежнему параметр $\eta = 0$.

Даже если пренебречь членами $\approx\beta$ в (22) основное влияние слагаемых с $b_\pm$ сводится к тому, что спектр распада неполяризованных мюонов, имевший для V–A– взаимодействия вид

$$\epsilon^2 d\epsilon\,(3-2\epsilon)\,,$$

переходит в

$$\epsilon^2 d\epsilon\,[3A - 2B\epsilon + C\epsilon^2] = \epsilon^2 d\epsilon\,[\{3 + 6a^2 + 6(b_- + ab_+) +$$

$$+ b_-^2 + b_+^2\} - \{2 + 6a^2 + 6(b\ \ + ab_+) - \tag{22'}$$

$$-4(b_-^2 + b_+^2)\}\epsilon + (b_-^2 + b_+^2)\epsilon^2]\,.$$

Сопоставление (22) с существующими экспериментальными данными приводит к тому, что и a и b_{+-} не превышают 0,1. Результат расчета по (22) при различных значениях a и $b_\pm$ приведен в таблицах.

Вид спектра заметно зависит от значений b_{+-}. Более тщательный анализ может привести к более точному определению a и $b_\pm$.

Интегрирование (22) приводит к следующему выражению для полной вероятности распада мюона

$$W = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3} L = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3}\{1 + a^2 - 4a\beta + \beta(b_+ + ab_-) +$$

$$+ 2\beta b_+ b_- + ab_+ + b_- + \frac{2}{5}(b_-^2 + b_+^2)\}\,. \tag{23}$$

Определяя параметр ρ как и выше методом квадратичного приближения (22) функцией Мишеля (14), получаем

$$\rho = \frac{3}{4}[1 - 6a\beta - \frac{1}{3}(b_-^2 + b_+^2)]\,L^{-1} \tag{24}$$

(L определено в (23)).

Выражение для dW_1

$$dW_1 = \frac{G^2 m_\mu^4}{192\pi^4} d\Omega \epsilon d\epsilon (\vec{k}\vec{\eta}) \{ 1-2\epsilon-6a^2(1-\epsilon)+$$

$$+6a\beta+6\beta(b_+ - a b_-)(1-\epsilon)+(b_+^2-b_-^2)(\epsilon^2-1)+ \tag{25}$$

$$+(1-\epsilon)(2b_+ - 6ab_-)\}$$

изменяется таким образом, что энергетический спектр симметрии распада поляризованных мюонов, имеющий для $V-A$ взаимодействия вид

$$(\vec{k}\vec{\eta})\epsilon d\epsilon(1-2\epsilon),$$

переходит в

$$(\vec{k}\vec{\eta})\epsilon d\epsilon\{[1-6a^2+6a\beta+6\beta(b_+ - ab_-)-(b_+^2-b_-^2)+$$

$$+2b_+ - 6ab_-] - 2\epsilon[1-3a^2+3\beta(b_+ - ab_-)+b_+ - 3ab_-]+ \tag{25'}$$

$$+\epsilon^2(b_+^2-b_-^2)\} = (\vec{k}\vec{\eta})\epsilon d\epsilon\{D-2F\epsilon+R\epsilon^2\}.$$

Для интегрального коэффициента асимметрии ξ, определяемого как

$$dN(\theta) = W(1 \pm \frac{1}{3}\xi\cos\theta)\frac{d\Omega}{4\pi}, \tag{26}$$

из (24) имеем

$$\xi = -ML^{-1} = -L^{-1}[1+3a^2-12a\beta-2\beta(b_+ - ab_-)+$$

$$+\frac{4}{5}(b_+^2-b_-^2)-(b_+ - 3ab_-)]. \tag{27}$$

Для параметра δ, определяемого аналогично предыдущему, получаем

$$\delta = \frac{3}{4}[1-6a\beta + \frac{1}{30}(b_+^2 - b_-^2)]M^{-1}, \tag{28}$$

где M определена в (27).

Как видно из выражения для dW_2 и dW_3

$$(\vec{k}\vec{\eta})(\vec{k}\vec{\zeta})dW_2 = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3}\frac{d\Omega}{4\pi}\epsilon^3 d\epsilon(\vec{n}\vec{\zeta})(\vec{n}\vec{\eta})$$

$$\{[1-3a\beta - \frac{3}{2}\beta(ab_- - b_+ - c_+ + ac_-) - \frac{1}{2}(1-\epsilon)(b_+c_+ - b_-c_- - 3b_+^2 +$$

$$+3b_-^2) - \frac{b_-}{2}(1-2\epsilon) - \frac{3}{2}ac_+(1-\epsilon) + \frac{c_-}{2} + \frac{3}{2}ab_+(1-\epsilon)] -$$

$$-\frac{1}{2}\frac{m_\mu}{(E+m_e)}[(1-6a^2)(1-\epsilon) + 3a\beta(2-\epsilon) - 3\beta\{2(ab_- - b_+) -$$

$$-\frac{1}{2}\epsilon(c_+ - ac_- + 3ab_- - 3b_+)\} - \frac{1}{2}\{(1-\epsilon)(b_+c_+ - b_-c_-)\epsilon + \tag{29}$$

$$+(1-\epsilon)(2-\epsilon)(b_+^2 - b_-^2)\} + \frac{\epsilon}{2}\{c_- - 3ac_+(1-\epsilon)\} + b_-(2+\epsilon^2 -$$

$$-\frac{5}{2}\epsilon) - ab_+(6 - \frac{15}{2}\epsilon + \frac{3}{2}\epsilon^2)]\}$$

и

$$dW_3(\vec{\eta}\vec{\zeta}) = \frac{G^2 m_\mu^5}{192\pi^3}\cdot\frac{d\Omega}{2\pi}\cdot\epsilon\, d\epsilon\,(-\frac{m_e}{m_\mu})(\vec{\eta}\vec{\zeta})\times$$

$$\{(1-6a^2)(1-\epsilon) + 3a\beta(2-\epsilon) - 6\beta(ab_- - b_+) +$$

$$+\frac{3}{2}\beta\epsilon(3ab_- - 3b_+ - ac_+ + c_-) - \frac{1}{2}[(1-\epsilon)(b_+c_+ - b_-c_-)\epsilon +$$

$$+(1-\epsilon)(2-\epsilon)(b_+^2-b_-^2)] + \frac{1}{2}[\epsilon c_- - 3ac_+ \epsilon(1-\epsilon)] +$$

$$+ b_-(2+\epsilon^2 - \frac{5}{2}\epsilon) - ab_+(6 - \frac{15}{2}\epsilon + \frac{3}{2}\epsilon^2)\}. \tag{30}$$

поляризация электронов от распада поляризованных мюонов чувствительна к величине c_-, а также c_+, которые не входят в dW_0 и dW_1. Измерения dW_2 несколько легче, поскольку величина dW_3 пропорциональна (m_e/m_μ).

4. Мюонные распады пиона и K -мезона

Здесь мы рассмотрим, к каким изменениям в свойствах мюонных распадов пионов и K -мезонов приводит допущение о структуре $J_\alpha^{(\mu)}$ в виде (4).

Для вероятности $\pi_{\mu 2}$ распада (в стандартных обозначениях) получаем:

$$W(\pi\to\mu) = \frac{G^2 f_\pi^2 m_\mu^2}{8\pi} m\,(1-m_\mu^2/m_\pi^2)^2\, r\;;$$

$$r = [1 + \frac{m_2^4 - 2m_\pi^2 m_2^2 - 2m_\mu^2 m_2^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2}]^{1/2} \{(1+a^2)[(1+$$

$$+\beta^2)(1-\frac{m_2^2}{m_\pi^2-m_\mu^2}) + \frac{4m_2^2}{m_\pi^2-m_\mu^2}] + 4a\beta(1-m_\mu^2/m_\pi^2)^{-1} +$$

$$+2[b_+(\frac{m_\pi}{m_\mu})^2 + c_+(1-\beta^2)][(a+\beta)(1-\frac{m_2^2}{m_\pi^2-m_\mu^2}) + \tag{31}$$

$$+\frac{2(1+a\beta)m_2 m_\mu}{m_\pi^2-m_\mu^2}] + 2[b_-(\frac{m_\pi}{m_\mu})^2 + c_-(1-\beta^2)].$$

$$\cdot[(1+a\beta)(1-\frac{m_2^2}{m_\pi^2-m_\mu^2}) + \frac{2(a+\beta)m_2 m_\mu}{m_\pi^2-m_\mu^2}] +$$

$$+[(b_-^2+b_+^2)\left(\frac{m_\pi}{m_\mu}\right)^4+2(b_-c_-+b_+c_+)(1-\beta^2)(m_\pi/m_\mu)^2+$$

$$+(c_+^2-c_-^2)(1-\beta^2)^2]\left(1-\frac{m_2^2}{m_\pi^2-m_\mu^2}\right)+4\beta(1-m_\mu^2/m_\pi^2)^{-1}\cdot$$

$$[b_+b_-\left(\frac{m_\pi}{m_\mu}\right)^2+(b_+c_-+c_+b_-)(1-\beta^2)+c_+c_-\left(\frac{m_\mu}{m_\pi}\right)^2(1-\beta^2)^2]\}.$$

Выражение для вероятности $K_{\mu 2}$ – распада получается из (31) заменой

$$f_\pi^2\to f_k^2\ ,\quad m_\pi\to m_k\ .$$

Для отношения

$$R_\pi=\frac{W(\pi\to e)}{W(\pi\to\mu)}$$

из (31) получаем

$$R_\pi=\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2\left(\frac{1-m_e^2/m_\pi^2}{1-m_\mu^2/m_\pi^2}\right)^2 r^{-1}=R_{\pi 0}\,r^{-1}\ , \qquad (32)$$

где r определено в (31), а $R_{\pi 0}=1{,}28\cdot 10^{-4}$. Если не рассматривать в (4) структур с производными, r отличается от единицы не более чем на 1–2%. В случае, когда (при $m_2\lesssim 2$ Мэв) a, $b_\pm$, $c_\pm$ все $\cong 0{,}1$ r отличается от единицы почти на 30%, что исключено экспериментом. Основной вклад структур с производными в (4) для r, как видно из (31), сводится к

$$1+2[\left(\frac{m_k}{m_\mu}\right)^2 b_-+c_-]+(b_+^2+b_-^2)\left(\frac{m_k}{m_\mu}\right)^4$$

и из соответствия экспериментальных данных о R_k

$$R_k=\frac{W(K\to e)}{W(K\to\mu)}$$

тому, что ожидается для $V-A$ взаимодействия, следует, что

$$b_\pm\lesssim 10^{-2}.$$

Как уже отмечалось Лимановым /9/, а также недавно Арбузовым/11/, отклонение от $V-A$ теории приводит к неполной поляризации мюона в $\pi_{\mu 2}$ – и $K_{\mu 2}$ –распадах. При справедливости (4) выражение для продольной поляризации мюона имеет вид

$$P = -\frac{\{[(m_B - m_2)^2 - m_\mu^2][(m_B + m_2)^2 - m_\mu^2]\}^{1/2}}{(m_B^2 - m_\mu^2 - m_2^2)} \; \frac{|B_+|^2 - |B_-|^2}{|B_+|^2 + |B_-|^2}, \qquad (32)$$

где через m_B обозначена масса бозона, а $B_\pm$ даны в (9). Уточнение сведений о поляризации мюонов особенно в $K_{\mu 2}$ –распадах даст новые ограничения на константы a, $b_\pm$, $c_\pm$.

5. Заключение

Как видно из приведенного выше анализа, современные экспериментальные данные допускают примеси взаимодействий, отличных от $V-A$, достигающих в рассмотренной модели нескольких процентов. Более точное изучение распада мюона позволит снизить эти пределы (или обнаружить их существование). С этой точки зрения можно рекомендовать более тщательное изучение спектра распада поляризованных мюонов, сравнение измеренных спектров с выражениями (22') и (25') и определение экспериментальных значений для $A, \ldots C$.

Возможное влияние конечной массы μ –нейтрино квадратично по m_2, если в структуре мюонного тока отсутствуют производные. В противном случае возможны новые слагаемые, пропорциональные первой степени m_2. С этой точки зрения желательны эксперименты у самого края спектра электронов.

Интересно отметить, что в отсутствие производных в (4) возможный эффект нарушения СР-инвариантности очень мал, т.к. согласно (11), помимо $\mathrm{Im}\, a$ вклад в вероятность оказывается пропорциональным

$$6\,\frac{m_e}{m_\mu}\,\frac{m_2}{m_\mu}.$$

Поляризация электронов от распада (1), как видно из (30), оказывается чувствительной к некоторым структурам в (4), вклад которых в другие величины не велик.

Если применить структуру (4) к процессам $\pi_{\mu 2}$ – и $K_{\mu 2}$ – распадов, то уже существующие данные о $K_{\ell 2}$ –распаде позволяют снизить на порядок предел для $b_{\pm}$ в (4).

Дальнейшие уточнения данных о $\pi_{\ell 2}$ – и $K_{\ell 2}$ –распадах, а также о поляризациях мюонов в них, и особенно в $K_{\mu 2}$ –распаде, весьма желательны.

Авторы благодарны А.И. Мухину и Р. М. Суляеву за полезные обсуждения.

Литература

1. Л.Д. Ландау. Nuclear Physics 3, 127, 1957.
   A. Salam. Nuovo Cim. 5, 299, 1957.
   T.D.Lee, C.N.Yang. Phys.Rev., 105, 1671, 1957.
   Л.Б. Окунь, В.М. Шехтер. ЖЭТФ, 34, 1250, 1958.
2. M.Bardon, P.Norton, J.Peoples, A.M.Sachs, J.Lee-Franzini. Phys.Rev.Lett., 14, 505, 1965.
   R.D.Ehrlich, D.Fryberger, R.Powers, B.Sherwood, V.Telegdi, J.Bonnin. Phys.Rev.Lett., 16, 540, 1966.
3. И.И. Гуревич, Б.А. Никольский. УФН, 95, 476, 1968г. T.D.Lee, C.N.Yang. См. "Новые свойства симметрии элементарных частиц". Сб. статей М 1957. Ред. И.М. Халатников.
4. S.Bludman, A.Klein. Phys.Rev., 109, 550, 1958.
5. S.Bergia, C.Russo. Nuovo Cim., 38, 1849, 1965.
6. J.Bahcall, R.B.Curtis. Nuovo Cim., 21, 422, 1961.
7. R.Fiedberg. Phys.Rev., 129, 2298, 1963.
8. R.E.Marshak, C.Ryan, T.K.Radha, K.Raman. Phys.Rev.Lett., 11, 396, 1963.
9. Э.М. Липманов. Ядерная физика, 6, 541, 1967.
   Э.М. Липманов, Н.В. Михеев. Письма в ЖЭТФ, 7, 139, 1968.

10. G.R.Allcock, Proc. Phys.Soc., 85, 875, 1965.
11. Б.А. Арбузов. УФН, 95, 460, 1968.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1968 года.