СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9038

М.Динейхан, Х.Намсрай, З.Омбоо

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОПРАВОК ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ К РАСПАДУ МЕЗОНОВ В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

1975

P2 - 9038

М.Динейхан,* Х.Намсрай,* З.Омбоо*

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОПРАВОК ВЫСШЕГО ПОРЯДКА ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ К РАСПАДУ МЕЗОНОВ В НЕЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

* Институт математики АН МНР

Динейхан М., Намсрай Х., Омбоо З. P2 - 9038

Вычисление поправок высшего порядка теории возмущений к распаду мезонов в нелокальной квантовой теории поля

Вычислена вероятность распада $K^{\circ}_{L} \to \mu^{+}\mu^{-}$ в рамках нелокальной теории слабых взаимодействий. Получено разумное ограничение на элементарную длину $\ell \gtrsim 10^{-16}$см слабых взаимодействий с помощью подходящего выбора нелокального формфактора нейтрино. Здесь ℓ характеризует область, где нарушается локальность слабого взаимодействия. Также обсуждается возможность существования аномального взаимодействия лептонов при высоких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Dineykhan M., Namsray Kh., Omboo Z. P2 - 9038

Calculation of the High Order Corrections of the Perturbation Theory for the Meson Decay in the Non-Local Quantum Field Theory

The $K^{\circ}_{L} \to \mu^{+}\mu^{-}$ decay rate is investigated within the framework of non-local quantum field theory of the weak interactions. We have derived bounds for the $\ell \gtrsim 10^{-16}$cm (for the decay $K^{\circ}_{L} \to \mu^{+}\mu^{-}$) by means of appropriate selection for the form factors of the non-local model. Here $\ell \approx \frac{1}{\Lambda}$ is an elementary length determining the domain where the weak interactions become non-local. Some possibility of existence of an anomaly interaction between the leptons at high energy is also discussed.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

1. Введение

Исследование поправок высшего порядка по слабому взаимодействию в рамках обычной теории показывает, что есть противоречие между представлением о естественном обрезании роста слабых взаимодействий с энергией при энергиях порядка $\Lambda \approx G^{-1/2} \approx 10^{3}$ *ГэВ*, $/\ell \approx \frac{1}{\Lambda} = 10^{-17}$ *см*/ и экспериментальными данными, требующими обрезания при значительно меньших энергиях - порядка нескольких десятков *ГэВ* /см. обзор /1/ /. Такое противоречие возникает как в теории с промежуточным W-бозоном, так и в четырехфермионной теории слабого взаимодействия. Наиболее резко это противоречие проявляется в нелептонных и полулептонных распадах. Известно, что расчеты ряда этих процессов /разность масс K°_{L}- и K°_{S}-мезонов, распад $K^{\circ}_{L} \to \mu^{+}\mu^{-}$ и др./ приводят к очень низким значениям импульса "обрезания" $\Lambda \approx 2 \div 5$ *ГэВ* /или $\ell \approx 10^{-14}$ *см*/: отсюда обычно делается вывод о необходимости модификации четырехфермионной теории слабых взаимодействий. В данной работе показано, что с помощью подходящего выбора нелокального формфактора нейтрино можно обойти эту трудность. Это объясняется тем обстоятельством, что в нелокальной теории /2/ существует функциональный произвол в выборе нелокального формфактора, связанного с изменением вида потенциала /электромагнитный и "слабый"/ на малых расстояниях /2,3/.

До тех пор, пока мы ничего не знаем о поведении природы на малых расстояниях, нет никаких оснований предпочитать один способ нарушения локальности /скажем, регуляризационная процедура типа Паули-Вилларса/ другому. Поэтому, на наш взгляд, и необходимо сохранить произвол, который позволяет устранить вышеуказанное противоречие. Заметим, что этот произвол допускается основными принципами квантовой теории плюс требованием сходимости всех графов Фейнмана.

Здесь также обсуждается возможность существования аномального взаимодействия между лептонами при высоких энергиях. Показано, что наиболее точные современные эксперименты по измерению аномального магнитного момента лептонов, лэмбовского сдвига, спектра распада и времени жизни мезонов вполне допускают аномальное взаимодействие

$$H_a = -i\frac{G'}{\sqrt{2}}(\bar{\mu}O_\alpha \nu_\mu)(\bar{\nu}_\mu O_\alpha \mu) \qquad /1/$$

с константой связи $G' = CG \approx G/\alpha$ $(\alpha^{-1} = 137)$ при $\ell \gtrsim 10^{-16}$ *см.*

Следует отметить, что большая величина массы μ-мезона может быть обусловлена этим взаимодействием /1/. Недавно Г.В.Ефимовым и его сотрудниками /4/ было показано, что можно объяснить разность масс между электроном и μ-мезоном, если предполагать нарушение универсальности слабых взаимодействий в чистом $\nu-\nu$ взаимодействии.

Более доступен наблюдению слабый процесс, обусловленный взаимодействием /1/ - превращение нейтрино в $\mu + \mu$ и ν в кулоновом поле ядер $(\nu_\mu + Z \to \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + Z)$. В работе /5/ вычислено сечение этого процесса, которое принимает вид

$$\sigma = \frac{2z^2\alpha^2G^2}{9\pi^3} m_\pi A^{-1/3}\omega(\log 2m_\mu^{-1} m_\pi \omega A^{-1/3} - 2),$$

где A - атомный вес ядра и ω - энергия нейтрино в лабораторной системе координат. Мы видим, что в случае аномального взаимодействия /1/ $G \to G'$ сечение этого процесса для легких ядер сравнимо по порядку величины с сечением рассеяния нейтрино /и антинейтрино/ на электроне.

Таким образом, наблюдение мюонной пары в кулоновском поле ядер в нейтринных экспериментах ЦЕРНа, ФНАЛа в Батавии и Серпухова имеет большое значение для обнаружения аномального взаимодействия /1/, если оно существует, и тем самым предсказывает нарушение универсальности слабого взаимодействия лептонов при высоких энергиях.

Настоящая работа посвящена вычислению вероятности распада $K_L^\circ \to \mu^+\mu^-$ и поправок за счет взаимодействия /1/ к спектру распада μ-мезона. Отметим, что аномальное $\mu\nu_\mu$ -взаимодействие дает вклады в вероятность распада K_{L2} и π_{L2}-мезонов, однако после перенормировки константы связи G-слабых взаимодействий и величины $f_{K,\pi}$, возникающей благодаря виртуальным сильным и аксиальному слабому взаимодействиям, мы приходим к выражению для вероятности распада

$$W_{K,\pi} = \frac{G_r^2(f_{K,\pi}^r)^2}{8\pi} m_{K,\pi} m_L^2 \left(1 - \frac{m_L^2}{m_{K,\pi}^2}\right)^2, \quad L = e, \mu,$$

не зависящему от ℓ и C. В данной работе рассматривается случай, когда слабое взаимодействие описывается в нелокальной 4-фермионной модели /2/. Напомним, что введение нелокальности эффективно приводит к следующей модификации нейтринного пропагатора:

$$\frac{1}{\hat{p} + i\epsilon} \to \frac{V(-p^2\ell^2)}{\hat{p} + i\epsilon} \qquad /2/$$

или, в координатном представлении, к евклидовой области

$$S_C^\nu(x) = \frac{2i\hat{x}}{(2\pi)^2}\frac{1}{x^4} \to \frac{2i\hat{x}}{(2\pi)^2}\frac{1}{x^4} W\left(\frac{x^2}{\ell^2}\right). \qquad /3/$$

В дальнейшем полезными окажутся следующие вспомогательные функции

$$u(\zeta) = \Gamma^{-1}(2+\zeta)\int_0^\infty du\, u^\zeta W'(u), \quad v(\zeta) = \Gamma^{-1}(3-\zeta)\int_0^\infty du\, u^{\zeta-2}[W^2(u)]',$$

где функция $W(u)$ может быть выбрана в виде

$$W(u) = \theta(u-1) \qquad /5/$$

для формфактора $V(-p^2\ell^2)$, являющегося целой функцией, порядок роста которой $\rho = \frac{1}{2}$.

2. Вычисление нейтринно-лептонной петли и вершинной диаграммы

Прежде чем приступить к оценке вкладов в вероятность распада мезонов диаграмм, показанных на *рис. 1*, рассмотрим отдельно диаграмму нейтринно-лептонной петли /*рис. 1а*/ и вершинную диаграмму /*рис. 1б*/. Полученные для них выражения будут использованы при вычислении искомых поправок.

Итак, обратимся к диаграмме 1а. Ей соответствует член S-матрицы /подробное вычисление дается в работе [6] /

$$K_{\alpha\beta}(p) = i\int d^4x\, e^{ipx}\, Sp\, O_\alpha S_\mu(x)\, O_\beta D_\nu(-x) =$$

$$= g_{\alpha\beta} K_1(p^2) + \frac{p_\alpha p_\beta}{m_\mu^2} K_2(p^2) . \qquad /6/$$

Так как в дальнейшем при сравнении результатов расчета с экспериментом мы будем предполагать, что $m_\mu^2\ell^2 \ll 1$ и $p^2\ell^2 \ll 1$, более полезными окажутся приближенные выражения для этих функций:

$$K_1(p^2) = \frac{1}{\pi^2}\Big\{\frac{u(-1)}{\ell^2} + \frac{m_\mu^2}{4}\Big[\Big(1 - \frac{2}{3}p_{m_\mu}^2\Big)\Big(\ell n\frac{m_\mu^2\ell^2}{4} + u'(0) - \psi(1)\Big) - \qquad /7/$$

$$- \frac{5}{6} + \frac{11}{18}p_{m_\mu}^2 + \frac{1}{3p_{m_\mu}^2} + \frac{1}{3p_{m_\mu}^4}(1 - p_{m_\mu}^2)^3\,\ell n(1 - p_{m_\mu}^2)\Big]\Big\},$$

$$K_2(p^2) = \frac{m_\mu^2}{6\pi^2}\Big\{\ell n\frac{m_\mu^2\ell^2}{4} + u'(0) - \psi(1) - \frac{5}{6} - \frac{2}{p_{m_\mu}^2} + \frac{2}{p_{m_\mu}^2} +$$

$$+ \Big(1 - \frac{3}{p_{m_\mu}^4} + \frac{2}{p_{m_\mu}^6}\Big)\ell n(1 - p_{m_\mu}^2)\Big\}, \qquad /8/$$

где $p_{m_\mu}^2 = p^2/m_\mu^2$.

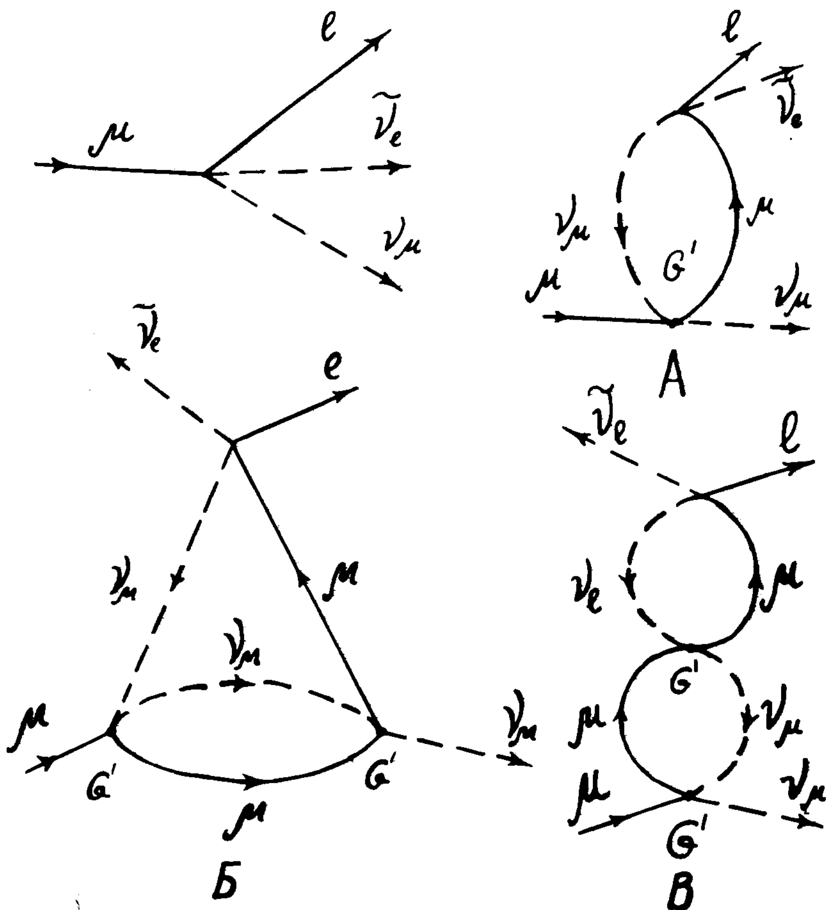

Рис. 1

Рассмотрим вершинную диаграмму, изображенную на *рис. 1б.* Этой диаграмме соответствует матричный элемент

$$i\frac{G'^2}{2}\bar{\nu}_\mu(q_2)\,\Gamma_\alpha^{(\mu)}(k,q_2)\,\mu(p), \qquad /9/$$

где

$$\Gamma_\alpha^{(\mu)}(k,q_2) = \frac{i}{(2\pi)^8}\iint d^4q\,d^4k_1\,O_\rho\frac{\hat{k}_1-\hat{q}+m_\mu}{m_\mu^2-(k_1-q)^2-i\epsilon}O_\beta\frac{\hat{p}+\hat{k}_1}{(p+k_1)^2+i\epsilon}\times$$

$$\times V(-(p+k_1)^2\ell^2)\,O_\alpha\frac{-\hat{k}_1-\hat{q}_2+m_\mu}{m_\mu^2-(k_1+q_2)^2+i\epsilon}O_\rho\frac{\hat{q}}{-q^2-i\epsilon}V(-q^2\ell^2)\,O_\beta,$$

$$(k=p-q_2) \qquad /10/$$

и, опуская элементарные длинные выкладки, приведем результаты разложения функции $\Gamma_\alpha^{(\mu)}(k,q)$ к членам порядка $\ell n\, m_\mu^2\ell^2$:

$$\Gamma_\alpha^{(\mu)}(k,q_2) = \frac{2\sigma}{\pi^4\ell^4}O_\alpha - \frac{u(-1)}{\pi^4\ell^2}\{m_\mu^2\rho O_\alpha +$$

$$+2m_\mu k_\alpha(1-\gamma_5)(2\lambda+\frac{\delta^{(\mu)}}{3}-\frac{5}{18})-\frac{2}{3}m_\mu q_{2\alpha}(1-\gamma_5)\}+$$

$$+\frac{1}{3\pi^4\ell^2 i}\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty\\(1<\beta<2)}}^{-\beta-i\infty}d\zeta\,\frac{u(\zeta)\,u(-\zeta)}{\zeta(1+\zeta)\sin\pi\zeta}[m_\mu^2 O_\alpha(a-\frac{3+5\zeta+\zeta^2}{2(2+\zeta)})-$$

$$-m_\mu q_{2\alpha}(1-\gamma_\pi)-\zeta m_\mu p_\alpha(1-\gamma_5)], \qquad \text{где} \quad (1<\beta<2) \quad /11/$$

$$\sigma = i\int\limits_{\substack{-\beta+i\infty\\(1<\beta<2)}}^{-\beta-i\infty}d\zeta\frac{u(\zeta)\,u(-2-\zeta)}{\zeta(2+\zeta)\sin\pi\zeta},$$

$$\rho = 2[-\frac{a}{9}-\frac{11}{36}+\frac{a}{2b}(1+\frac{a}{b}\ell n\, a)+2\lambda(a-1)+\delta^{(\mu)}(\frac{a}{3}+\frac{1}{6})],$$

$$\delta^{(\mu)} = \ell n\frac{m_\mu^2\ell^2}{4}+\frac{u'(-1)}{u(-1)}-\psi(1), \quad a = 2\frac{p\cdot q_2}{m_\mu^2},$$

$$\lambda = \frac{a}{3b}+\frac{a^2}{3b^2}+\frac{a^2}{2b^2}\ell n\, a+\frac{a^3}{3b^3}\ell n\, a, \quad b = 1-a. \qquad /12/$$

Найдем, наконец, матричный элемент, соответствующий диаграмме *рис. 1в.*

$$i\frac{G}{\sqrt{2}}\frac{G'^2}{2}(\bar{e}(q_3)\,O_\alpha\nu_e(q_1))\,\Pi_{\alpha\beta}(k)\,(\bar{\nu}_\mu(q_2)\,O_\beta\mu(p)), \qquad /13/$$

где $\Pi_{\alpha\beta}(k) = K_{\alpha\nu}^{(\mu)}(k)K_{\alpha\beta}^{(\mu)}(k)$, $k = q_1 = q_3 = p-q_2$, а функция $K_{\alpha\beta}^{(\mu)}(k)$ определяется выражением /6/.

3. *Распад* $K_L^\circ \to \mu^+\mu^-$

Распад $K_L^\circ \to \mu^+\mu^-$ во втором порядке по G описывается диаграммой *рис. 2.* Прежде чем перейти к вычислению матричного элемента, соответствующего этой диаграмме, отметим, что оценка любого вклада за счет слабого взаимодействия с участием адронов требует знания определенных аспектов адронной динамики. Поскольку в настоящее время теория сильного взаимодействия отсутствует, будем описывать адронные вершины /например, KNN феноменологическими формфакторами/. В низкоэнергетических процессах / $\frac{k^2}{M^2_{\text{хар.}}} \ll 1$, $M_{\text{хар.}} \approx m_p$ / эти формфакторы будем аппроксимировать

Получаем для отношения вероятностей

$$\Gamma(K^\circ_L \to \mu^+\mu^-)/\Gamma(K^+ \to \mu^+\nu) \cong 2\cdot 10^{-9},$$

где мы положили $\ell \approx 10^{-14}$ *см*, $f^2_{KN\Lambda}/4\pi \approx 5-8$ /обработка эксперимента дает значения $4 \lesssim f^2_{KN\Lambda}/4\pi \lesssim 14$, см. обзор [7] / и

$$u(\zeta) = \frac{1}{\Gamma(2+\zeta)}\int_0^\infty du\cdot u^\zeta W'(u) = \frac{1}{\Gamma(2+\zeta)}\int_0^\infty du\cdot u^\zeta \delta(u-1) = \frac{1}{\Gamma(2+\zeta)}.$$

Таким образом, вычисленный вклад виртуальных слабых взаимодействий во втором порядке по G в распад $K^\circ_L \to \mu^+\mu^-$ оказывается довольно большим при некотором конкретном выборе формфактора /потенциала/теории, который дает ограничение $\ell \gtrsim 10^{-14}$ *см*. С другой стороны, по-видимому, истинная элементарная длина слабых взаимодействий должна быть величиной меньшей, чем 10^{-14} *см*. Это кажущееся противоречие легко устраняется путем соответствующего выбора формфактора.

Действительно, сравнивая полученное отношение вероятностей с наблюдаемым значением [8]

$$\frac{\Gamma(K^\circ_L \to \mu^+\mu^-)}{\Gamma(K^\circ_L \to a\ell\ell)} = (12^{+4}_{-8})\,10 \quad ,$$

находим

$$\ell \gtrsim 6\cdot 10^{-15} u^{1/2}(-1)\sqrt{\ell n\, 12{,}5 - \ell n\, u(-1) - \ell n\, \chi^2} \quad см.$$

Для формфакторов $V(z)$ порядка роста $\rho = \frac{1}{2}$, функция $W(u)$ с учетом теоремы Паули-Вигнера [9] представима в виде:

$$W(u) = \theta(1-u)\, f(u) + \theta(u-1).$$

Если, например, выбрать функцию $f(u)$ в простой форме

$$f(u) = u^2[A(1-u)+6] + u^3[B(1-u)-32] + u^4[C(1-u)+27],$$

где $C \approx B \approx A = d$, d - положительное произвольное число, то мы имеем

$$\ell \gtrsim 10^{-16} \quad см \quad (d \approx 10^{-4}),$$

что соответствует оценке, полученной из анализа других низко-энергетических эффектов [3].

4. Существует ли аномальное взаимодействие между лептонами?

Теперь возникает вопрос, допускают ли наиболее точно современные эксперименты по измерению слабых процессов при низких и высоких энергиях существование аномального взаимодействия лептонов с константой связи $G' = G\cdot C$ и какова величина C? Ответ на этот вопрос дает анализ поправок высших порядков теории возмущений по слабому взаимодействию к амплитудам наблюдаемых процессов при малых и высоких энергиях.

Введение аномального взаимодействия с константой связи G' изменяет величину поправок, вычисленных в работе [3]. Мы требуем, чтобы поправки за счет этого аномального взаимодействия к наблюдаемым процессам были такими, чтобы не противоречили экспериментальным данным при некоторых разумных значениях элементарной длины $\ell \gtrsim 10^{-16}$ *см*.

Из анализа поправок за счет слабых взаимодействий к аномальному магнитному моменту лептонов, лэмбовскому сдвигу атомных уровней, спектру распада и времени жизни мезонов определяется ограничение на величину константы связи G' при $\ell \gtrsim 100^{-16}$ *см*.

Действительно, если существует аномальное взаимодействие, то вклады виртуальных слабых взаимодействий в аномальный магнитный момент лептонов и лэмбовский сдвиг, вычисленные в работе [3], принимают вид

$$\delta a_e^w = -\frac{m_e^2}{4\pi^4} G^2 \frac{v(1)}{\ell^2},$$

$$\delta a_\mu^w = -\frac{m_\mu^2}{4\pi^4} G^2 \frac{v(1)}{\ell^2}(1+C^2) \qquad /14/$$

и

$$\Delta E(2S_{1/2}-2P_{1/2}) = -\frac{8z^4\alpha^2 m_e^2}{n_0^3} Ry\left\{\frac{2\alpha G^2 v(0)}{15\pi^4\ell^4}\left[\frac{c^2}{m_\mu^2}+\frac{1}{m_e^2}\right]\right\}$$

соответственно. Здесь $Ry = \frac{1}{2} m_e \alpha^2$. В настоящее время экспериментальные /10/ значения

$a_{exp}(e^-) = /1159657{,}7 \pm 3{,}5/ \; 10^{-9}$,

$a_{exp}(\mu) = /116616 \pm 31/ \; 10^{-8}$,

$\Delta E(2S_{1/2} - 2P_{1/2}) = 1057 \pm 0{,}06$ *МГц*

полностью объясняются квантовой электродинамикой /11/. Поэтому естественно предположить, что полученные нами вклады /14/ будут порядка или меньше экспериментальной погрешности, а это дает возможность установить следующее ограничение на $C \lesssim 100 \approx 1/\alpha$, при $\ell \gtrsim 10^{-16}$ *см*, для формфакторов порядка роста $\rho = \frac{1}{2}$. Введение аномального взаимодействия /1/ приводит к изменению вкладов высших порядков теории возмущений /*рис. 1*/ в спектр распада μ-мезона. Вычисления этих поправок к спектру распада μ-мезона можно провести стандартным образом /см. подробнее /12/ /. Принимая во внимание формулы /6/, /11/, /13/ и проводя перенормировку константы связи $G \to G_r$, получим окончательные выражения

$$dW(\mu \to e + \tilde{\tilde{\nu}}_e + \nu_\mu) = W\{2(3-2\epsilon) + C^2 G_r^2 [b_1(-\frac{3}{5}(3-2\epsilon) + \epsilon(2-\epsilon)) +$$

$$+ b_2(6(1-\epsilon) - (3-2\epsilon))]\}\epsilon^2 d\epsilon, \qquad /15/$$

где

$$W = \frac{G_r^2 m_\mu^5}{192\pi^3},$$

$$b_1 = \frac{m_\mu^2 u(-1)}{\pi^4\ell^2}\left[-\frac{1}{3}\ln\frac{m_\mu^2\ell^2}{4} - u'(0) + \frac{2}{3}\frac{u'(-1)}{u(-1)} + \frac{1}{3}\psi(1) + \frac{2}{3}\right] -$$

$$-\frac{m_\mu^2}{\pi^4\ell^2}\cdot\frac{1}{3i}\int_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta \frac{u(\zeta)\,u(-1-\zeta)}{\zeta(1+\zeta)\sin\pi\zeta}, \quad (1<\beta<2)$$

$$b_2 = -\frac{m_\mu^2}{\pi^4\ell^2}\cdot\frac{1}{3i}\int_{-\beta'+i\infty}^{-\beta'-i\infty} d\zeta \frac{u(\zeta)\,u(-1-\zeta)}{\zeta\sin\pi\zeta}. \quad (0<\beta'<1)$$

Из эксперимента известно, что вероятность распада мюона

$$W_{экс} = W + \Delta W = 10^6\left(\frac{1}{2{,}2} \pm \frac{2}{4{,}8}\, 10^{-3}\right) сек^{-1}.$$

Из условия, что первый член в /15/ верно описывает спектр, следует, что поправка должна быть меньше относительной ошибки $\frac{\Delta W}{W} \cong 10^{-3}$, $\ell \gtrsim 10^{-17}$ *см* для формфактора /4/, /5/ и $C \approx 100$, что согласуется с оценкой, полученной выше из анализа низкоэнергетических эффектов.

Итак, экспериментальные данные по измерению аномального магнитного момента μ-мезона, лэмбовского сдвига, спектра и вероятности распада мезонов не противоречат аномальному взаимодействию с константой связи $G' \approx 10^2 G_F$. Это взаимодействие реально может наблюдаться в нейтринных экспериментах, где нейтрино превращается в μ^+, μ^- и ν_μ в кулоновом поле ядер.

В заключение отметим, что существование аномального взаимодействия обусловливает большую величину массы μ-мезона. Как известно, физическая масса частицы определяется полюсом ее функции Грина $G(p)=1/(m_0-\hat{p}-\hat{\Sigma}(p)-i\epsilon)$. Диаграмма, дающая большой вклад в поправку к массе μ-мезона в низших порядках, приведена на *рис. 3*.

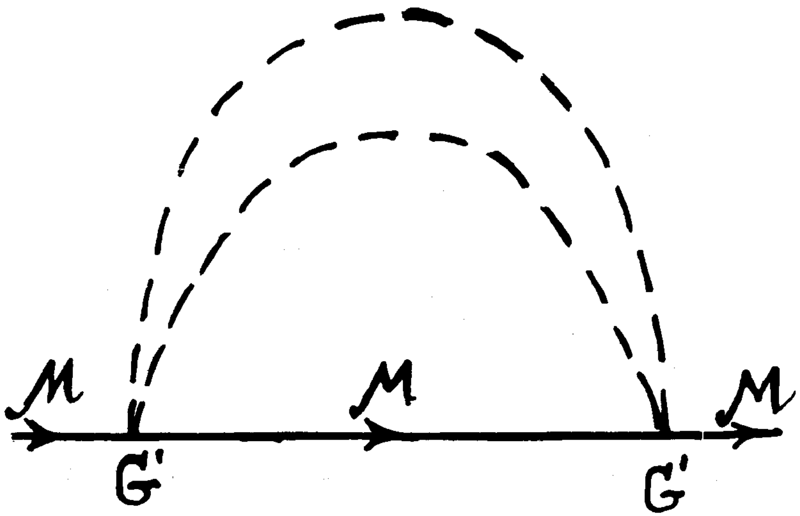

Рис. 3

Массовый оператор $\hat{\Sigma}(p)$ имеет структуру

$$\hat{\Sigma}(p)=\hat{p}(1+\gamma_5)\Sigma(p^2),$$

поскольку теория γ_5-инвариантна.
Здесь

$$\Sigma(p^2)=\frac{iG^2C^2m_\mu^4}{2(2\pi)^4}\times$$

$$\times\int\limits_{-\beta+i\infty}^{-\beta-i\infty} d\zeta\left(\frac{m_\mu^2\ell^2}{4}\right)^{\zeta}\frac{\Gamma(\zeta)\Gamma(-2-\zeta)}{\Gamma(1+\zeta)\sin\pi\zeta}\,v(2+\zeta)\,{}_2F_1\left(-2-\zeta,-\zeta;3;\frac{p^2}{m_\mu^2}\right).$$

$(2<\beta<3)$

Физическая масса μ-мезона определяется как $m_\mu=m_0+m_\mu\Sigma(m_\mu)$, отсюда

$$\frac{(\delta m_\mu)_w}{m_\mu}=\Sigma(m_\mu).$$

Оценивая вклад диаграммы 3, мы имеем

$$\frac{(\delta m_\mu)_w}{m_\mu}=\frac{G^2C^2}{\pi^4}\;\frac{v(0)}{\ell^4}.$$

Принимая во внимание $\ell \gtrsim 10^{-16}$ *см* и $C\approx 10^2$, получим $\frac{(\delta m_\mu)_w}{m_\mu}\approx 1$. Таким образом, собственная масса $m_\mu=m_0+(\delta m_\mu)_w$ μ-мезона имеет, в основном, "слабое" происхождение, если существует аномальное взаимодействие /1/.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить доктора Г.В.Ефимова и его сотрудников за интерес к работе и стимулирующие обсуждения, замечания, а также участников семинара институтов математики, физики и техники АН МНР за полезные обсуждения.

Литература

1. *Б.Л.Иоффе. УФН, 110, 357 /1973/.*
2. *Г.В.Ефимов. Commun.Math.Phys., 42 /1967/; 7, 138 /1968/; ЯФ, 4, 432 /1966/; Препринт ИТФ-68-52, 54, 55, Киев, 1968; Ann.Phys., N.Y., 71, 466 /1972/.*

   Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Ann.Phys., N.Y., 67, 124 /1971/.

   В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Ann.Phys., N.Y., 76, 251 /1973/.
3. *G.V.Efimov et al. Nucl.Phys., B59, 1 /1973/.*
4. *В.А.Алебастров, Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. Препринт ОИЯИ, Р2-6865, Дубна, 1972.*
5. *М.А.Кожушнер, Ц.П.Шабалин. ЖЭТФ, 41, 949 /1961/.*
6. *К.Зибольд, В.Г.Малышкин. Препринт ОИЯИ, Р2-7240, Дубна, 1973.*

7. G.Ebel et al. Spring Tracts. Mod. Phys., 55, 239 /1970/.
8. W.C.Carithers et al. Phys.Rev.Letters, 30, 1336 /1973/.
9. Н.Винер, Р.Пэли. Преобразование Фурье в комплексной области. М., "Наука", 1964.
10. J.C.Wesley and A.Rich. Phys.Rev.Lett., 24, 1320 /1970/; Phys.Rev., A4, 1341 /1971/.
J.Bailey et al. Phys.Lett., 28B, 287 /1968/; Nuovo Cim., 9A, 369 /1972/.
R.T.Robiscoe and T.W.Shyn. Phys.Rev.Lett., 24, 559 /1970/.
11. R.T.Robiscoe. Phys.Rev., 168, 4 /1968/.
B.E.Lautrup et al. Phys.Reports, 3C, 1973 /1972/.
12. Г.В.Ефимов, Ш.З.Сельцер. ЯФ, 10, 1243 /1969/.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1975 года.