

17-295

2 - 10654

ПЕТКОВ
Сергей Тодоров

НЕСОХРАНЕНИЕ МЮОННОГО ЗАРЯДА
(ПРОЦЕССЫ $\mu \rightarrow e + \gamma$ и др.)
В ЕДИНЫХ ТЕОРИЯХ СЛАБОГО
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена на кафедре теоретической ядерной физики физического факультета Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова и в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
С.М.Биленький.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.И.Захаров,
доктор физико-математических наук С.М.Коренченко.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Ленинградский институт ядерных исследований им. Б.П.Константинова.

Автореферат разослан " " _____ 1977 года.

Защита диссертации состоится " " _____ 1977 года
в " " часов на заседании Специализированного ученого совета
К-56 Лаборатории теоретической физики Объединенного института
ядерных исследований (Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

В.И.Журавлев.

Диссертация посвящена детальному рассмотрению^{/1-5/} распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$ и других аналогичных процессов на основе единых теорий слабого и электромагнитного взаимодействий^{/6/} в предположении смешивания лептонов. Смешивание лептонов естественным образом возникает в современных калибровочных теориях слабого взаимодействия, основанных на кварк-лептонной аналогии, и тесно связано с природой механизма Хиггса^{/7/} спонтанного нарушения калибровочной симметрии. Проверка гипотезы о смешивании лептонов представляет, следовательно, исключительный интерес для современной теории слабого взаимодействия. Основные выводы выполненного в диссертации исследования состоят в следующем:

1) вероятности процессов $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$ и др. могут быть близкими к достигнутому в настоящее время верхним экспериментальным границам, если существуют тяжелые лептоны и имеет место смешивание их полей;

2) гипотеза о смешивании нейтрино может быть проверена только в опытах по поиску осциллирующей нейтрино (вероятности процессов и др. в случае смешивания только нейтрино на десятки порядков ниже экспериментальных границ).

Диссертация состоит из Введения, четырех глав, Заключения и трех Приложений.

Во Введении дан краткий обзор современных калибровочных теорий слабого и электромагнитного взаимодействий. Обсуждается механизм Хиггса^{/7/} и возникновение смешивания фермионов в этих теориях. Детально рассмотрен механизм Глэшоу, Илипоулоса и Майани (ГИМ) по-

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

давления слабых адронных нейтральных токов с изменением странности^{/8,9/}.

В первой главе диссертации рассмотрены^{/1/} процессы

$$\mu \rightarrow e + \gamma \quad (1)$$

$$\mu \rightarrow 3e \quad (2)$$

на основе стандартной теории^{/6,8,10/} слабого взаимодействия со смешиванием нейтрино. В этой теории левые компоненты полей четырех лептонов (ν_e, ν_μ, e, μ) и четырех кварков ($u, d,$

s, c) объединены в следующие дублеты:

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu \\ e & \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u & c \\ d & s \end{pmatrix}_L \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} d_c &= d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ s_c &= -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{aligned} \quad (4)$$

а θ_c - угол Кабиббо. Гипотеза о смешивании лептонов в случае стандартной теории формулируется следующим образом^{/11,12/}: предполагается, что операторы ν_e и ν_μ в (3) по аналогии с (4) представляют собой ортогональные комбинации

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta \\ \nu_\mu &= -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta \end{aligned} \quad (5)$$

где ν_1 и ν_2 - операторы полей нейтрино с отличными от нуля массами m_1, m_2 и θ - угол смешивания (в общем случае не совпадающий с углом Кабиббо). Очевидно, что предположение (5) приводит к несохранению мюонного заряда: становятся возможными процессы (1), (2) и др. Основные диаграммы процесса (1) представлены на рис.1 (унитарная калибровка). Амплитуда процесса (1) вычисляется в пере-

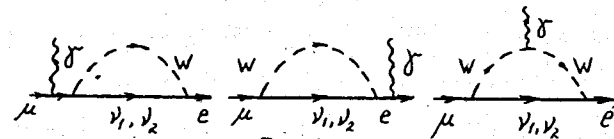


Рис.1.

нормируемой теории и поэтому результаты расчета не зависят от параметра обрезания. Все вычисления проводятся в калибровке Т' Хоофта-Фейнмана^{/13/} с использованием сохраняющей градиентную инвариантность размерной регуляризации^{/14/}. Ортогональность смешивания (5) приводит к сильной взаимной компенсации вкладов диаграмм, отличающихся лишь виртуальным нейтрино (см.рис.1), аналогичной компенсации ГИМ вкладов диаграмм, соответствующих адронным слабым $\Delta Q=0, \Delta S \neq 0$ процессам^{/9/}. Окончательное выражение для амплитуды процесса (1) в случае смешивания нейтрино имеет вид:

$$T(\mu \rightarrow e + \gamma) = \frac{Ge}{8f^2 \sqrt{2}} \sin \theta \cos \theta \frac{m_2^2 - m_1^2}{M_w^2} \bar{u}(p) \frac{1}{4} m_\mu \sigma_{3\alpha} q_\alpha (1-\gamma_5) u(p) \varepsilon_\rho(q). \quad (6)$$

Здесь p, p' и q ($q = p - p'$) - импульсы мюона, электрона и фотона, соответственно и M_w - масса заряженного промежуточного бозона теории ($M_w \approx 37,3$ ГэВ). Из (6) следует, что отношение вероятности распада (1) к вероятности распада $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ равняется:

$$B(\mu \rightarrow e + \gamma) = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e + \gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)} = \frac{3}{32} \frac{\alpha}{f} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{M_w^2} \sin \theta \cos \theta \right)^2 \quad (7)$$

Этот результат получен впервые в работе^{/11/} и был подтвержден в многочисленных работах последнего времени^{/15/}. Ранние расчеты^{/11/} веро-

ятности процесса (1) в теории со смешиванием нейтрино оказались неверными (амплитуда не удовлетворяет условию градиентной инвариантности; полученный в^{/11/} результат для $B(\mu \rightarrow e \gamma)$ в $2 \cdot 10^3 \left(\frac{m_\mu}{M_W}\right)^4 \cdot 10^{14}$ раз (!) превосходит (7)).

Если угол смешивания близок к $\pi/4$ (максимальное смешивание), то в предположении, что возможны осцилляции, из данных опытов можно получить^{/12/}:

$$|m_1^2 - m_2^2| \leq 1(\delta B)^2 \quad (8)$$

При таком ограничении на величину $|m_1^2 - m_2^2|$ верхняя граница $B(\mu \rightarrow e \gamma)$ на десятки порядков ниже верхней границы

$$B^{\text{эксп}}(\mu \rightarrow e \gamma) < 2,2 \cdot 10^{-8}, \quad (9)$$

полученной в опытах^{/16/}. Если угол смешивания мал ($\sin^2 \theta \leq 10^{-2}$), то

$$\begin{aligned} m_1 &< 35 \text{ эВ} \\ m_2 &< 0,65 \text{ МэВ} \end{aligned} \quad (10)$$

(35 эВ и 0,65 МэВ - верхние границы масс электронного^{/17/} и мюонного^{/18/} нейтрино соответственно). В этом случае из (7) и (10) при $M_W = 60$ ГэВ получаем:

$$B(\mu \rightarrow e \gamma) < 3 \cdot 10^{-26}$$

Таким образом, в случае смешивания только нейтрино вероятность распада $\mu \rightarrow e \gamma$ хотя в принципе и отлична от нуля, но недоступна для измерений существующими методами.

В первой главе диссертации приводятся также результаты расчета вероятности распада $\mu \rightarrow 3e$ в стандартной теории со смешиванием нейтрино. Для отношения вероятности распада $\mu \rightarrow 3e$ к вероятности распада $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ получено выражение:

$$B(\mu \rightarrow 3e) = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow 3e)}{\Gamma(\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu)} = \frac{3}{16} \frac{\alpha^2}{f^2} \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{M_W^2} \ln \frac{M_W^2 \sin \theta \cos \theta}{m_2^2} \right)^2 \quad (11)$$

Верхняя граница отношения $B(\mu \rightarrow 3e)$ как в случае (8), так и в случае (10) на много порядков ниже соответствующей экспериментальной верхней границы^{/19/}:

$$B^{\text{эксп}}(\mu \rightarrow 3e) < 1,9 \cdot 10^{-9}. \quad (12)$$

Этот результат легко можно было предвидеть на основании результата расчета вероятности распада $\mu \rightarrow e \gamma$. Интересным, однако, является то, что в калибровочных теориях с разрешенным распадом $\mu \rightarrow e \gamma$ и "естественным" механизмом подавления несимметричных нейтральных лептонных токов (лептонный механизм ГИМ) вероятности распадов $\mu \rightarrow e \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ могут быть одного порядка: например, в случае ограничений (10) при $M_W = 60$ ГэВ

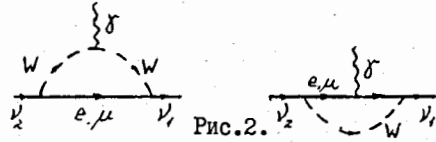
$$\frac{\Gamma(\mu \rightarrow 3e)}{\Gamma(\mu \rightarrow e \gamma)} \geq 2,7.$$

Этот результат является неожиданным и, как будет видно из дальнейшего, весьма важным.

Итак, если ограничиться стандартной теорией со смешиванием лептонов (смешиванием нейтрино), предсказываемые вероятности процессов (1) и (2) настолько малы, что эти процессы практически не наблюдаемы. Основной вывод, который может быть сделан из изложенных в первой главе результатов, состоит в том, что эксперименты по поиску осцилляций нейтрино уникальны в смысле возможности проверки гипотезы о смешивании нейтрино. Как известно^{/20/}, опыты с нейтрино, полученных от реакторов, мезонных фабрик и ускорителей, позволят проверить гипотезу о смешивании нейтрино, если $|m_1^2 - m_2^2| \geq 10^{-2} (\text{эВ})^2$; если $10^{12} (\text{эВ})^2 \leq |m_1^2 - m_2^2| \leq 10^{-2} (\text{эВ})^2$, то возможный метод проверки этой гипотезы - эксперименты с нейтрино от Солнца.

В первой главе обсуждается вопрос о возможном влиянии^{/1/} нестабильности более тяжелого нейтрино на результаты осцилляционных экспериментов. В обсуждаемой схеме со смешиванием нейтрино рассмот-

рен распад $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \gamma$ (предполагается, что $m_2 > m_1$). Диаграммы этого распада приведены на рис.2 (унитарная калибровка). Для веро-



ятности распада $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \gamma$ получено выражение:

$$\Gamma(\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \gamma) = \frac{G^2 m_2^5}{128 \pi^3} \frac{g \alpha}{16 \pi} \left(\frac{m_w^2}{M_w^2} \sin \theta \cos \theta \right)^2 \left(1 - \frac{m_1^2}{m_2^2} \right)^3 \left(1 + \frac{m_1^2}{m_2^2} \right). \quad (13)$$

Из (8), (10) и (13) следует, что время жизни нейтрино ν_2 в системе покоя превышает предполагаемый возраст Вселенной (порядка 10^{10} лет). Таким образом, если в природе имеют место осцилляции нейтрино, нестабильность более тяжелого нейтрино не будет влиять на результаты осцилляционных экспериментов, проводимых на Земле с искусственными источниками нейтрино или с нейтрино от Солнца.

Вторая глава диссертации посвящена рассмотрению^{/2,3/} процессов (1) и (2) в калибровочной теории, являющейся расширением стандартной теории и содержащей дополнительно тяжелые лептоны и правые токи. Хорошо известно, что имеющиеся экспериментальные данные указывают на необходимость расширения стандартной теории: в e^+e^- столкновениях открыт^{/21/} тяжелый заряженный лептон; наблюдаемые "у-аномалия"^{/22/} в процессе $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \dots$, рост^{/23/} с энергией отношения $\frac{\sigma(\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \dots)}{\sigma(\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots)}$ и поведение^{/24/} величины $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ также указывают на необходимость расширения стандартной теории. В диссертации в качестве примера возможного расширения рассматривается $SU(2) \times U(1)$ калибровочная теория, в которой наряду с дублетами (3) стандартной теории имеются также дублеты^{/25,26/}:

$$\begin{pmatrix} N_e & N_\mu \\ e & \mu \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} U & C \\ b' & z' \end{pmatrix}_R. \quad (14)$$

Здесь

$$N_e = N_1 \cos \theta' + N_2 \sin \theta' \quad (15)$$

$$N_\mu = -N_1 \sin \theta' + N_2 \cos \theta'$$

$$b' = b \cos \varphi + z \sin \varphi$$

$$z' = -b \sin \varphi + z \cos \varphi, \quad (16)$$

где N_1, N_2 - поля тяжелых нейтральных лептонов с массами M_1, M_2 ($M_{1,2} \gg M_K$, M_K - масса каона), b, z - поля тяжелых кварков с зарядами ($-1/3$), а θ' и φ - углы смешивания.

Таким образом, рассматривается схема с правым заряженным током. На существование такого тока получены указания в нейтринных экспериментах. Адронный член в этом токе позволяет^{/26/} объяснить указанные выше "у-аномалию" и рост отношения полных сечений процессов $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ + \dots$ и $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \dots$.

В теории с дублетами (3) и (14) и смешиванием лептонов (5) и (15) в амплитуды процессов (1) и (2), кроме диаграмм с виртуальными нейтрино (см., например, рис.1), дают вклад диаграммы с виртуальными лептонами N_1 и N_2 . Во второй главе приводятся результаты расчета вероятностей процессов (1) и (2) с учетом этого вклада. Отношение вероятности распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ к вероятности распада $\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ в этом случае имеет вид:

$$B(\mu \rightarrow e + \gamma) = \frac{3}{32} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{M_2^2 - M_1^2}{M_w^2} \sin \theta' \cos \theta' \right)^2 \quad (17)$$

при получении этого выражения использовалось приближение $M_i^2 \ll M_w^2$ ($i=1,2$). Очевидно, что $B(\mu \rightarrow e + \gamma)$ максимально при $\theta' = \pi/4$. Ограничимся рассмотрением этого случая. Из (9) и (18) получаем $\sqrt{M_2^2 - M_1^2} / M_w < 1,4 \cdot 10^{-1}$. При $M_w = 60$ ГэВ находим $\sqrt{M_2^2 - M_1^2} < 8,5$ ГэВ. Отсюда также следует, что $|M_2 - M_1| < 8,5$ ГэВ. Приведем теперь значения величины $B(\mu \rightarrow e + \gamma)$ при значениях $\sqrt{M_2^2 - M_1^2}$, равных 1 ГэВ, 2 ГэВ, 3 ГэВ и 4 ГэВ. Из (18) получаем соответственно: $4,2 \cdot 10^{-12}$; $6,7 \cdot 10^{-11}$; $3,4 \cdot 10^{-10}$; $1,1 \cdot 10^{-9}$

Итак, если существуют нейтральные лептоны с массой порядка нескольких ГэВ и если имеет место смешивание, вероятность распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ может быть близкой к экспериментальной границе (9).

Во второй главе приводится также выражение для $B(\mu \rightarrow e \gamma)$ в схеме $^{127/}$ с n заряженными лептонами (e, μ, L_1, \dots) , n нейтрино и n нейтральными тяжелыми лептонами. Лептонные дублеты в этой теории имеют вид:

$$\begin{pmatrix} \nu_e & \nu_\mu & \nu_{L_1} & \dots \\ e & \mu & L_1 & \dots \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} N_e & N_\mu & N_{L_1} & \dots \\ e & \mu & L_1 & \dots \end{pmatrix}_R$$

Здесь $\nu_\ell = \sum_{i=1}^n O_{\ell i} \nu_i$, $N_\ell = \sum_{i=1}^n O'_{\ell i} N_i$ ($\ell = e, \mu, L_1, \dots$)

где O , O' - ортогональные матрицы, ν_i и N_i - поля нейтрино и тяжелого нейтрального лептона с массами m_i и M_i соответственно ($m_i \ll M_j$; $i, j = 1, \dots, n$). Отношение $B(\mu \rightarrow e + \gamma)$ в этом случае равно:

$$B(\mu \rightarrow e + \gamma) = \frac{3}{32} \frac{\alpha}{f} \left(\sum_{i=1}^n O'_{\ell i} O_{\mu i} M_i^2 / M_w^2 \right)^2$$

Вычисление амплитуды и вероятности процесса $\mu \rightarrow 3e$ довольно трудоемко и приводит к громоздким выражениям. Приведем результат для отношения $B(\mu \rightarrow 3e)$, оставляя лишь члены, дающие основной вклад:

$$B(\mu \rightarrow 3e) = \frac{3}{64} \frac{\alpha^2}{f^2} \left(\frac{M_i^2 - M_j^2}{M_w^2} \ln \frac{M_w^2}{M_i^2} \sin \theta' \cos \theta' \right)^2 \frac{4 \sin^4 \theta_w + 4 \sin^2 \theta_w + 3}{\sin^4 \theta_w} \quad (18)$$

Например, при $\sin^2 \theta_w = \frac{3}{8}$, $M_w = 60$ ГэВ, $\theta' = \frac{\pi}{4}$, $M_2 \gg M_1^2$ и значениях M_2 , равных 2 ГэВ, 3 ГэВ, 4 ГэВ для $B(\mu \rightarrow 3e)$ из (18) получаем соответственно: $1,5 \cdot 10^{-10}$; $5,8 \cdot 10^{-10}$; $1,2 \cdot 10^{-9}$. Соответствующая экспериментальная верхняя граница дается (12).

Таким образом, на основании результатов, полученных в рамках конкретной схемы, во второй главе делается общий вывод о том, что вероятности распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ могут быть близкими к существующим экспериментальным верхним границам, если существуют тяжелые лепто-

ны с массами порядка нескольких ГэВ и в гамильтониане слабого взаимодействия имеет место смешивание их полей. Эти распады (так же, как и другие процессы, индуцируемые нейтральными несимметричными лептонными токами) должны изучаться даже на уровне, близком к достигнутому в настоящее время. При $B(\mu \rightarrow e + \gamma)$, $B(\mu \rightarrow 3e) \geq 10^{-11}$, вероятности процессов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ могут быть измерены на установке АРЕС^{28/}.

В модели, основанной на дублетах (3) и (14), отношение $\frac{\Gamma(\mu \rightarrow 3e)}{\Gamma(\mu \rightarrow e + \gamma)}$ порядка 1 при $M_i \ll M_w$ ($i=1,2$). В других схемах с разрешенным распадом $\mu \rightarrow e + \gamma$ (см., например, работы^{15,29/}) это отношение может меняться от ~ 10 до $\sim \frac{\alpha}{f}$ в зависимости от схемы. Краткий обзор этих моделей приведен во второй главе диссертации. Сравнение отношения $\frac{\Gamma(\mu \rightarrow 3e)}{\Gamma(\mu \rightarrow e + \gamma)}$ для различных моделей приводит к выводу о том, что в случае обнаружения распада $\mu \rightarrow e + \gamma$ измерение вероятности распада $\mu \rightarrow 3e$ будет важным и необходимым шагом на пути к выяснению природы несохранения мюонного заряда.

В первых двух главах диссертации обсуждаются в основном вопросы, связанные с возможной структурой известных членов слабого заряженного лептонного тока (смешивание нейтрино) и существованием новых членов в этом токе (правые токи и тяжелые нейтральные лептоны). Глава III посвящена^{4/} вопросам структуры слабых нейтральных лептонного и адронного токов.

Из имеющихся в настоящее время данных можно сделать вывод о том, что в слабый нейтральный ток входят нейтринный, электронный и адронные члены и что адронный нейтральный ток содержит как векторную, так и аксиальную части. Слабое взаимодействие между заряженными лептонами и адронами неизбежно возникает в единых теориях слабого и электромагнитного взаимодействий. Это взаимодействие в общем случае не должно сохранять четность в соответствии с данными о (V, A) структуре слабого адронного нейтрального тока. Однако полученные первые

результаты опытов по поиску P-нечетных эффектов в атомных переходах^{/30/} ниже величин, вычисленных на основе стандартной теории и с учетом систематических ошибок, указывают на отсутствие таких эффектов. Эти опыты выполнены с тяжелыми атомами - атомами висмута (^{209}Bi). В третьей главе диссертации показано, что в теории, основанной на дублетах (3) и (14), P-нечетные эффекты в тяжелых атомах сильно подавлены. В этой теории слабый нейтральный ток заряженных лептонов имеет вид:

$$j_{\alpha}^{\pm} = \sum_{l=e,\mu} \bar{l} \gamma_{\alpha} (V_l + a_l \gamma_5) l, \quad (19)$$

где $V_l = -1 + 2\sin^2\theta_w$, $a_l = 0$, т.е. является чистым вектором. Нейтральный адронный ток, построенный из кварковых полей, дается выражением

$$j_{\alpha}^h = \sum_{q=u,d,\dots} \bar{q} \gamma_{\alpha} (V_q + a_q \gamma_5) q. \quad (20)$$

Здесь $V_u = 1 - \frac{4}{3}\sin^2\theta_w$, $a_u = 0$, $V_d = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}\sin^2\theta_w$, $a_d = -\frac{1}{2}$ и т.д. Для тяжелых атомов (^{209}Bi , ^{133}Cs и др.) основной вклад в P-нечетные эффекты дает, как известно, произведение аксиальной части электронного нейтрального тока на векторную часть адронного нейтрального тока и, следовательно, в указанной теории этот член отсутствует. В этой главе показано также, что опыты по глубоконеупругому рассеянию поляризованных лептонов нуклонами позволят проверить эту теорию.

Сечение глубоконеупругого рассеяния лептонов ℓ^{\pm} ($\ell=e,\mu$) с продольной поляризацией λ на неполяризованных нуклонах имеет вид:

Здесь $\left(\frac{d^2\sigma}{dq^2 d\nu}\right)_0$ - сечение рассеяния неполяризованных частиц, а A_{\pm} - P-нечетная асимметрия процесса $\ell^{\pm} N \rightarrow \ell^{\pm} + \dots$ (ν, q^2 - энергия (в л.с.) и квадрат импульса, переданных адронам). Если нейтральный ток заряженных лептонов - вектор (см. (19)), то, как показано в третьей главе, $A_{+} = A_{-}$. Далее в диссертации на основе

обсуждаемой теории вычисляется асимметрия для случая ℓ -p рассеяния в кварк-партонном приближении. При этом учитывался только вклад валентных кварков и для асимметрии получено выражение

$$A = \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{q^2}{2td} \frac{M_Z^2}{M_Z^2 + q^2} (-1 + 2\sin^2\theta_w) \frac{3y(2-y)}{[1+(1-y)^2]} \frac{d(x)}{4u(x)+d(x)}, \quad (21)$$

где $\mathcal{E} = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_w}$, M_Z - масса нейтрального промежуточного бозона теории ($M_Z \approx 74,6$ ГэВ), $u(x)$, $d(x)$ - функции распределения u - и d -кварков в протоне, $x = \frac{q^2}{2M\nu}$, $y = \frac{\nu}{E}$, M - масса протона, E - энергия начального лептона в л.с. Получено также выражение для асимметрии σ при фиксированном значении q^2 (по переменной ν выполнено интегрирование) для случая рассеяния лептонов на ядрах с одинаковым числом протонов и нейтронов:

$$\sigma = \frac{3}{10} \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{q^2}{2td} \mathcal{E} \frac{M_Z^2}{M_Z^2 + q^2} (-1 + 2\sin^2\theta_w). \quad (22)$$

Результаты (21) и (22) свидетельствуют о том, что предсказываемая на основе модели с дублетами (3) и (14) P-нечетная асимметрия в глубоконеупругом лептон-адронном рассеянии того же порядка, что и в случае стандартной теории. В планируемом ЦЕРН-Дубна-Мюнхен-Саклэ эксперименте по глубоконеупругому рассеянию мюонов на протонах^{/31/} будут достигнуты $q^2 \sim 500$ (ГэВ)². При таких значениях q^2 эта асимметрия составляет несколько процентов.

Важной проверкой рассматриваемой теории является также проверка предсказываемого равенства полных (и дифференциальных) сечений процессов упругого рассеяния ν_{μ} и $\bar{\nu}_{\mu}$ на электроне:

$$\sigma_{\nu_{\mu}e} = \sigma_{\bar{\nu}_{\mu}e}. \quad (21)$$

Существующие данные не позволяют сделать определенное заключение о справедливости равенства (21). В чисто лептонных процессах

$$\begin{aligned} e^{+} + e^{-} &\rightarrow \mu^{+} + \mu^{-} \\ e^{+} + e^{-} &\rightarrow e^{+} + e^{-} \\ e^{-} + e^{-} &\rightarrow e^{-} + e^{-} \end{aligned}$$

P-нечетные эффекты должны отсутствовать. В будущих экспериментах на электрон-позитронных накопительных кольцах это предсказание теории может быть проверено.

В четвертой главе диссертации из данных о ширине распада $K_L \rightarrow 2\mu$ в модели, основанной на дублетах (3) и (14), получено ограничение на массу C-кварка:

$$m_c \leq 4 \text{ ГэВ.} \quad (23)$$

Как хорошо известно [32], в стандартной теории из данных о распаде $K_L \rightarrow 2\mu$, не может быть получено ограничение на массу C-кварка лучшее, чем $m_c \leq 10 \text{ ГэВ}$. При вычислении амплитуды распада $K_L \rightarrow 2\mu$ в этой главе эффекты сильных взаимодействий учитывались на основе квантовой хромодинамики. Из изложенных в главе IV расчетов следует также, что данные о ширине распада $K_L \rightarrow 2\mu$ не позволяют получить ограничения на массы тяжелых нейтральных лептонов N_1 и N_2 .

В Приложениях А, Б и В диссертации детально рассматриваются все расчеты, сопровождавшие получение результатов, обсуждаемых в главах I, II и III соответственно.

Сформулируем кратко основные результаты диссертации.

1. На основе калибровочной теории со смешиванием нейтрино впервые вычислены вероятности распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$.

2. Показано, что если существуют тяжелые лептоны с массами порядка нескольких ГэВ, относительные вероятности этих распадов могут составлять $10^{-9} - 10^{-11}$, т.е. могут быть близкими к существующим экспериментальным верхним границам.

3. Показано, что в калибровочной теории с правыми токами, тяжелыми нейтральными лептонами и смешиванием лептонов (см. (3) и (14)) вероятности распадов $\mu \rightarrow e + \gamma$ и $\mu \rightarrow 3e$ одного порядка.

4. На основе этой теории указан возможный механизм подавления P-нечетных эффектов в тяжелых атомах. Показано, что этот механизм

может быть проверен в опытах по глубоконеупругому рассеянию продольно поляризованных заряженных лептонов нуклонами. P-нечетная асимметрия в этих процессах в указанной теории того же порядка ($10^{-4} \frac{g^2}{M^2}$), что и в стандартной теории слабого взаимодействия.

5. В этой теории вычислена вероятность распада $K_L \rightarrow 2\mu$. Получено ограничение на массу C-кварка ($m_c \leq 4 \text{ ГэВ}$).

Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах [1-5]. Они докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Литература

1. С.Т.Петков, ИФ, 25, 641 (1977).
2. С.М.Биленький, С.Т.Петков, В.Понтекорво. ОИЯИ, Е2-10374, Дубна, 1977.
3. С.Т.Петков. Препринт ОИЯИ, Е2-10487, Дубна, 1977.
4. С.М.Биленький, С.Т.Петков. ИФ, 25, 1223 (1977).
5. С.Т.Петков. Сообщение ОИЯИ, Р2 10-211, 1976.
6. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 19, 1264 (1967);
A.Salam. Proc. of the 8th Nobel Symposium (J.Wiley, N.Y., 1968).
7. P.W.Higgs. Phys.Lett., 12, 1321 (1964).
8. S.L.Glashow, J.I.Iliopoulos, L.Maiani. Phys.Rev.,
D2, 1285 (1970).
9. M.K.Gaillard, B.W.Lee. Phys.Rev., D10, 897 (1974).
10. S.Weinberg. Phys.Rev., D5, 1412 (1972).
11. S.Elizezer, D.A.Ross. Phys.Rev., D10, 3088 (1974).
12. S.M.Bilenky, B.Pontecorvo. Phys.Rev. Lett., 61B,
248 (1976).
13. K.Fujikawa, B.W.Lee, A.I.Sanda. Phys.Rev., D6, 2923 (1972).
14. G.'t Hooft, M.Yeltman. Nucl.Phys., B44, 189 (1972).

15. См., например, W.J.Marciano, A.I.Sanda. The Rockefeller University preprint, C00-2232B-116, (1977); T.P.Cheng, L.-F.Li. University of Missouri preprint, C00-3066-86 (1977).
16. S.Parker, H.L.Anderson, C.Rey. Phys.Rev., 133B, 768 (1964).
17. Ф.Третьяков и др. Труды XIII Международной конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, Д1,2-10400, Дубна (1976).
18. A.Clark et al. Phys.Rev., D9, 533 (1974).
19. С.М.Коренченко, Г.В.Мицельмахер, Б.Ф.Костин, К.Г.Некрасов, В.С.Смирнов. ЖЭТФ, 70, 3 (1976).
20. С.М.Биленький, Б.Понтекорво. Труды XIII Международной конф. по физике высоких энергий. Тбилиси Д1,2-10400, Дубна (1976).
21. M.L.Pperl et al. Phys.Lett., 63B, 466 (1976).
22. A.Benvenuti et al. Phys.Rev.Lett., 36, 1478 (1976).
23. А.К.Мэнн. Труды XIII Международной конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, Д1,2-10400, Дубна (1976).
24. J.Augustin et al. Phys.Rev.Lett., 34, 41 (1975).
25. P.Fayet. Nucl.Phys., B78, 14 (1974);
F.Gursey, P.Sikivie. Phys.Rev.Lett., 36, 755 (1976).
26. M.Barnett. Phys.Rev.Lett., 36, 1163 (1976).
27. M.Fritzschn, P.Minkowsky. Phys.Lett., 62B, 72 (1976).
28. С.М.Коренченко, Г.В. Мицельмахер, К.Г.Некрасов.
Препринт ОИЯИ, Р13-9542 (1976).
29. J.D.Bjorken, S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 38, 622 (1977).
30. P.Baird et al. Nature, 264, 528 (1976).
31. F.Krienen et al.Preprint CERN, SPSC/19 (1974).
32. М.Б.Волошин, Е.П. Шабалин. Письма в ЖЭТФ, 23, 123 (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел

II мая 1977 года