

M-695

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

4 - 7619

МИХЕЕВ Николай Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ЭФФЕКТОВ  
(V + A) -ТОКОВ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Ярославском государственном университете.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,  
профессор

Э.М.Липманов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

С.С.Герштейн

доктор физико-математических наук

Б.Н.Валуев

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики  
ГКАЭ (Москва).

Автореферат разослан " \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_

на заседании Ученого совета Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь совета  
кандидат физико-математических наук

Ю.А.Батусов

4 - 7619

МИХЕЕВ Николай Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНЫХ ЭФФЕКТОВ  
(V + A) -ТОКОВ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Универсальная  $(V-A)$  - схема слабых взаимодействий хорошо описывает почти все известные в настоящее время экспериментальные данные по лептонным и полулептонным слабым реакциям низких энергий. Однако неточность экспериментов не позволяет определенно исключить возможность малых нарушений  $(V-A)(V-A)$  - формы слабых взаимодействий, на уровне десятка процентов в лагранжиане. В связи с увеличивающейся точностью экспериментальных исследований и растущим значением новых методов изучения этих взаимодействий в опытах с нейтрино высоких энергий, которые открывают возможность для полной и детальной проверки теории, повышается интерес к задачам теоретической разработки результатов  $(V-A)$  -теории, к увеличению точности ее предсказаний, а также к анализу экспериментальных следствий простейших феноменологических модификаций этой теории. Настоящая работа посвящена, в основном, изучению и детальной разработке одной простейшей универсальной модификации  $(V-A)$  -теории, согласно которой феноменологический лагранжиан слабых взаимодействий низких энергий, помимо квадрата  $(V-A)$ -тока,  $((V-A)(V-A)$  - связь) включает подавленный по весу квадрат  $(V+A)$ -тока  $((V+A)(V+A)$ -связь) (1)

$$\mathcal{L}_W = \frac{g_2}{\sqrt{2}} (j_\alpha^{V-A})^\dagger j_\alpha^{V-A} + \frac{g_1}{\sqrt{2}} (j_\alpha^{V+A})^\dagger j_\alpha^{V+A}, \quad (I)$$

$g_1 \ll g_2$ , причем 4-фермионная константа Ферми, найденная из полного времени жизни  $\mu$  -мезона, равна  $G_F = (g_2^2 + g_1^2)^{1/2}$ .

Явный вид заряженных  $(V \mp A)$ -токов, входящих в лагранжиан (I), зависит от природы нейтральных партнеров электрона и мюона - нейтрино, которые будем считать безмассовыми при отсутствии слабых взаимодействий. При этом имеется две возможности: (1)

1) Существует одно 4-компонентное нейтрино, которое входит как в электронную, так и в мюонную "скобки" заряженного лептонного тока. В этом случае лептонные  $(V \mp A)$ -токи имеют вид

$$j_{\alpha}^{V \mp A} = \bar{\Psi}_e \gamma_{\alpha} (1 \pm \gamma_5) \Psi_{\nu} + \bar{\Psi}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 \pm \gamma_5) \Psi_{\bar{\nu}} \quad (2)$$

Здесь  $\Psi_{\nu} = \Psi_{\nu_e} + \Psi_{\nu_{\mu}}$ , где  $\Psi_{\nu_e}$  и  $\Psi_{\nu_{\mu}}$  - феноменологические 2-компонентные электронные и мюонные нейтрино. Такая возможность имеет место в том случае, если существует только один лептонный заряд, принимающий различные значения для электрона и мюона. Характерным является в этом случае возникновение специфического явления "перескока" нейтрино:

$$\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_{\mu}, \quad \nu_{\mu} \leftrightarrow \bar{\nu}_e, \quad (3)$$

которое наиболее наглядно и убедительно должно было бы проявить себя в полулептонных реакциях. Если в какой-то наблюдавшейся полулептонной реакции совершить замену нейтрино (3), не затрагивая при этом заряженных лептонов, то снова получается в принципе наблюдаемая полулептонная реакция, ослабленная примерно в  $(\frac{m_{\mu}}{m_e})^2$  раз. (2) С этим явлением также тесно связана возможность интерференции  $(V-A)(V-A)$  и  $(V+A)(V+A)$ -связей в тех процессах, которые не изменяются при замене (3) (например,  $\mu$ -распад), что приводит к теоретическому предсказанию ряда интересных эффектов, которые могли бы быть обнаружены при дальнейшем увеличении точности соответствующих экспериментов.

2) Существуют два разных 4-компонентных нейтрино, электронное и мюонное, которые соответственно являются нейтральными партнерами электрона и мюона в  $(V-A)$ - и  $(V+A)$ -токах. В этом случае, очевидно, указанные выше явления перескока нейтрино и интерференции  $(V-A)(V-A)$  и  $(V+A)(V+A)$ -связей не должны наблюдаться.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и двух приложений.

Во второй главе подробно рассмотрены проявления возможного присутствия примеси  $(V+A)(V+A)$ -связи в эффективном 4-фермионном лагранжиане  $\mu$ -распада. Дифференциальную вероятность  $\mu$ -распада можно представить в виде (3):

$$\frac{4\pi dW}{d\Omega dE} = \frac{G_F^2 m_{\mu}^5}{192 \pi^3} \chi E \left\{ \mathcal{D}_0(\epsilon) + \mathcal{D}_1(\epsilon) (\vec{\sigma}_{\mu} \vec{n}) + \right. \\ \left. + \mathcal{D}_2(\epsilon) (\vec{\sigma}_e \vec{n}) + \mathcal{D}_3(\epsilon) (\vec{\sigma}_{\mu} \vec{n}) (\vec{\sigma}_e \vec{n}) + \mathcal{D}_4(\epsilon) [\vec{\sigma}_{\mu} \vec{\sigma}_e - (\vec{\sigma}_{\mu} \vec{n}) (\vec{\sigma}_e \vec{n})] \right\}, \quad (4)$$

где  $E$  - энергия электрона в долях  $m_{\mu}/2$ ;  $\chi$  - соответственно, импульс электрона;  $\vec{\sigma}_{\mu}$  и  $\vec{\sigma}_e$  - единичные векторы поляризации мюона и электрона в их системах покоя;  $\vec{n}$  - единичный вектор в направлении импульса электрона;  $d\Omega$  - элемент телесного угла импульса электрона.

Изотропная часть спектра  $\mathcal{D}_0(\epsilon)$  и другие энергетические распределения  $\mathcal{D}_i(\epsilon)$  имеют вид:

$$\mathcal{D}_0(\epsilon) = 3 - 2\epsilon - \frac{4\lambda^2}{\epsilon} + 3\lambda^2 + 12\lambda^2 \frac{1-\epsilon+\lambda^2}{\epsilon}, \quad (5)$$

$$D_1(\varepsilon) = \xi v (1 - 2\varepsilon + 3\lambda^2), \quad (6)$$

$$D_2(\varepsilon) = \hbar v (3 - 2\varepsilon + \lambda^2), \quad (7)$$

$$D_3(\varepsilon) = -\left(1 - 2\varepsilon + \frac{4\lambda^2}{\varepsilon} + \lambda^2 + 4\lambda\eta \frac{1 - \varepsilon + \lambda^2}{\varepsilon}\right), \quad (8)$$

$$D_4(\varepsilon) = -\left[2\eta\left(1 - \frac{4\lambda^2}{\varepsilon} + \lambda^2\right) + 2\lambda \frac{1 - \varepsilon + \lambda^2}{\varepsilon}\right]. \quad (9)$$

Здесь и далее  $\lambda = m_e/m_\mu$ ,  $v$  — скорость электрона, а  $\eta, \xi, \hbar$  выражаются через  $\psi$  и  $\psi_1$ :

$$\eta = -\frac{\psi\psi_1}{\psi^2 + \psi_1^2}, \quad \xi = -\hbar = \frac{\psi^2 - \psi_1^2}{\psi^2 + \psi_1^2} \quad (10)$$

В изотропной части спектра  $D_0(\varepsilon)$  параметр Мишеля, как нетрудно видеть, равен  $\rho = \frac{3}{4}$ , а  $\eta$  является вторым параметром Мишеля<sup>(4)</sup> для формы спектра при малых энергиях электронов и возникает в результате интерференции  $(V-A)(V-A)$ - и  $(V+A)(V+A)$ -связей. Таким образом, присутствие примеси  $(V+A)(V+A)$ -связи в  $\mu$ -распадном

лагранжиане не затрагивает параметр  $\rho$ , что является характерным именно для такой формы нарушения  $(V-A)$ -теории. Из выражения (6) заключаем, что не меняется также параметр  $\delta$ , введенный в работах Мишеля<sup>(5)</sup> и Киношита-Сирлина<sup>(6)</sup> для характеристики формы энергетической зависимости асимметрии вылета электронов в процессе  $\mu$ -распада ( $\delta = 3/4$ ). Однако параметр  $\xi$ , характеризующий интегральную асимметрию, становится теперь меньше единицы. Неполюной становится также и продольная поляризация электронов. Интересно, что экспериментальные данные, по-видимому, подтверждают уменьшение коэффициента интегральной асимметрии

$$\xi = 0,972 \pm 0,013 \quad (7) \quad (\xi^{V-A} = 1),$$

что позволяет получить оценку для отношения констант  $\psi_1$  и  $\psi$ ,  $|\psi_1/\psi| = 0,12 \pm 0,03$ . Характерным эффектом интерференции  $(V-A)(V-A)$ - и  $(V+A)(V+A)$ -связей является возникновение T- и P-четной поперечной поляризации распадных электронов в плоскости векторов  $\vec{e}_\mu$  и  $\vec{n}$ . В отличие от других эффектов интерференции (например, параметра  $\eta$  в изотропной части спектра  $D_0(\varepsilon)$ ) поперечная поляризация электронов не подавлена множителем  $\lambda/\varepsilon$  и поэтому могла бы наблюдаться и при больших энергиях электронов, когда  $\varepsilon \sim 1$ .

В этой же главе (§ II) произведен расчет радиационных поправок ко всем частям спектра  $\mu$ -распада с учетом примеси  $(V+A)(V+A)$  связи с тем, чтобы проанализировать эффекты этой примеси в реальных экспериментах. Расчет радиационных поправок производился в двух предполагаемых экспериментальных условиях:

а) в эксперименте по изучению  $\mu$ -распада отсеиваются события радиационного распада мюона  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu + \gamma$  с излучением "жесткого" фотона, энергия которого больше некоторого экспери-

ментального энергетического "порога" его обнаружения  $\omega_{\text{эксн.}}$ . Причем предполагается, что  $\omega_{\text{эксн.}} \ll m_{\mu}$ , но не обязательно меньше массы электрона.

б) в экспериментах по изучению  $\mu$ -распада события радиационного распада мюона не отсеиваются (фотоны совсем не регистрируются).

Во втором случае, как известно (8), радиационные эффекты достигают аномально большой величины в начале спектра, когда энергии электронов  $E \lesssim 10 m_e$ . Рассмотрим в качестве иллюстрации выражение для изотропной части спектра  $\mathcal{D}_3(\varepsilon)$ :

$$\mathcal{D}_3(\varepsilon) = 3 - 2\varepsilon - \frac{4\lambda^2}{\varepsilon} + 3\lambda^2 + \frac{\alpha}{2\pi} f(\varepsilon) + \frac{12\lambda^2}{\varepsilon} \left( 1 - \varepsilon + \lambda^2 + \frac{\alpha}{2\pi} \varphi(\varepsilon) \right), \quad (\text{II})$$

где  $f(\varepsilon)$  — поправочная функция, введенная в работе Киношита-Сирлина (6) для характеристики радиационных поправок к изотропной части спектра в  $(V-A)$ -варианте теории  $\mu$ -распада;  $\varphi(\varepsilon)$  — поправочная функция, характеризующая радиационные поправки к низкоэнергетической части изотропного спектра, происходящей от возможного присутствия  $(V+A)(V+A)$ -связи в  $\mu$ -распадном лагранжиане. В начале спектра, когда  $E \lesssim 10 m_e$  ( $\varepsilon \lesssim 0,1$ ), эти функции имеют вид:

$$f(\varepsilon) = \frac{5\varepsilon}{3\varepsilon^2} + \frac{1}{\varepsilon} \left( 6\varepsilon - 5\varepsilon^3 + 3\varepsilon^5 - \frac{25}{3} \right) + \quad (\text{I2})$$

$$+ 6 \left( U(\varepsilon) + \ln \lambda - \frac{11}{6}\varepsilon + \frac{28}{9} \right) + O(\varepsilon),$$

$$\varphi(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{3\varepsilon} + 2 \left( U(\varepsilon) + \ln \lambda - \frac{7}{3}\varepsilon + 2 \right) + O(\varepsilon). \quad (\text{I3})$$

Функция  $U(\varepsilon)$  имеет вид:

$$U(\varepsilon) = \varepsilon \left( 1 - \ln(\varepsilon\lambda) - \nu \varepsilon \right) - \frac{1}{2} \ln \lambda - 1 + \quad (\text{I4})$$

$$+ \frac{1}{\nu} \left[ L\left(\frac{2\nu}{1+\nu}\right) + L(\nu) - L(-\nu) + \left[ L\left(\frac{1-\nu}{2}\right) - L\left(\frac{1+\nu}{2}\right) \right] \frac{1}{2} \right] + O(\varepsilon).$$

$$\text{Здесь } \ell = \frac{1}{2\nu} \ln \frac{1+\nu}{1-\nu}; \quad \ell_3 = \frac{\ell-1}{\nu^2}; \quad \ell_5 = \frac{\ell_3-1/3}{\nu^2};$$

$$L(x) - \text{ функция Спенса, определяемая } L(x) = \int_0^x \frac{\ln(1-t)}{t} dt$$

и  $O(\varepsilon)$  означает, что в выражениях (I2)-(I4) отброшены члены порядка  $\varepsilon$ . Из (I2) и (I3) видно, что поправочная функция  $f(\varepsilon)$  растет с уменьшением  $\varepsilon$  как  $1/\varepsilon^2$ , в то время как  $\varphi(\varepsilon)$  — всего лишь как  $1/\varepsilon$ . Вследствие этого влияние радиационных эффектов на "добавочные" члены в вероятности  $\mu$ -распада от  $(V+A)(V+A)$ -связи незначительно (не более 5%), в то время как вклад от  $f(\varepsilon)$  может достигать примерно 600% при  $\varepsilon \sim 0,01$ .

В этой же главе (§ III) подробно анализируются возможные экспериментальные проявления наличия  $(V+A)(V+A)$ -связи в лагранжиане  $\mu$ -распада с учетом радиационных эффектов. Отмечается, что без учета радиационных поправок эти проявления могли бы быть существенны в двух областях энергий электронов:

1) в начале спектра  $E \lesssim 10 m_e$ . Вторым параметр Мишеля  $\eta$  в изотропной части спектра и аналогичный параметр в энергетическом распределении  $\mathcal{D}_3(\varepsilon)$  (см. (5) и (8)).

2) в конце спектра, когда  $E_{\text{max}} - E \lesssim 0,1 E_{\text{max}}$ , в области углов вылета электронов относительно спина мюона  $\theta \lesssim 30^\circ$ .

Поперечная поляризация электронов составляет  $\sim 50\%$  и более ( $\frac{\mu}{2} \sim 0,1$ ).

продольная существенно отклоняется от 100% (на 15%-30% и более, при  $\chi_1/\chi_2 \sim 0,1$ ); относительное число электронов  $\Delta N/N_0$ , рождающихся в этой области энергий и углов, значительно отличается от предсказаний (V-A) -варианта теорий  $\mu$  -распада.

Однако в области низких энергий электронов (начало спектра) экспериментальные поиски отклонений от (V-A) -варианта теории

$\mu$  -распада на самом деле затруднены влиянием радиационных эффектов (в основном, эффектом радиационного распада мюона), т.к. при низких энергиях распадных электронов радиационные эффекты существенно увеличивают изотропную часть спектра, происходящую от основной (V-A)(V-A)-части лагранжиана, но дают лишь незначительную добавку к пропорциональной  $\eta$  интерференционной части спектра. Поэтому в реальных экспериментальных условиях, если не отсеивать события радиационного распада мюона, относительные величины эффектов (V+A)(V+A)-связи в начале спектра существенно уменьшаются. Это видно, например, из рис. I, где изображено относительное отклонение изотропной части спектра от предсказания (V-A) -теории  $\mu$  -распада в начале спектра:

$$\zeta_0(\epsilon) = \frac{\mathcal{D}_0(\epsilon) - \mathcal{D}_0^{V-A}(\epsilon)}{\mathcal{D}_0^{V-A}(\epsilon)} = \frac{12\lambda^2}{\epsilon} \frac{1 - \epsilon + \frac{\epsilon}{2\beta} \varphi(\epsilon)}{3 - 2\epsilon + \frac{\epsilon}{2\beta} f(\epsilon)}. \quad (15)$$

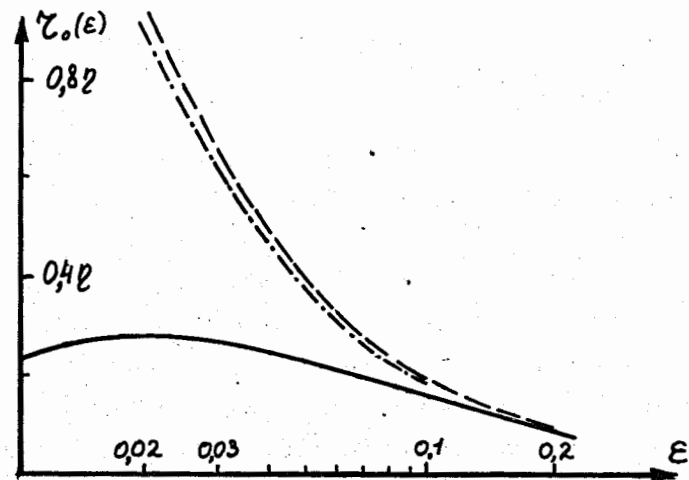


Рис. I

На рис. I штриховая линия соответствует  $\zeta_0(\epsilon)$  без учета радиационных эффектов; штрихпунктирная линия соответствует  $\zeta_0(\epsilon)$  с учетом радиационных поправок, когда в эксперименте отсеиваются события радиационного распада мюона с энергией фотона  $\omega \gtrsim 5$  МэВ; сплошная линия соответствует  $\zeta_0(\epsilon)$  в случае, когда события радиационного распада мюона не отсеиваются (фотоны совсем не регистрируются). Таким образом, наличие примеси (V+A)(V+A)-связи может заметно проявить себя в начале спектра только в экспериментах с исключением событий радиационного распада мюона, так как в этом случае радиационные эффекты не достигают в начале спектра аномально большой величины.

В конце спектра, когда энергия электронов  $E \rightarrow E_{max}(\epsilon \rightarrow 1)$ , радиационные поправки велики, однако сводятся здесь лишь к общему множителю перед всей дифференциальной вероятностью  $\mu$ -распада.

$$dW(\vec{\sigma}_e, \vec{\sigma}_\mu, \vec{n}) = dW(\vec{\sigma}_e, \vec{\sigma}_\mu, \vec{n}) \left\{ 1 - \frac{\alpha}{\pi} \left[ 2(\ln \frac{1}{\lambda} - 1) \ln \frac{1}{1-\epsilon} + \frac{3}{2} \ln \lambda + 2 \right] \right\}, \quad (16)$$

где  $dW(\vec{\sigma}_e, \vec{\sigma}_\mu, \vec{n})$  — дифференциальная вероятность  $\mu$ -распада без учета радиационных поправок. Поэтому в этой области энергий электронов радиационные поправки не могут влиять на относительные величины эффектов  $(V+A)(V+A)$ -связи, которые могут достигать здесь значительной величины при  $\theta \lesssim 30^\circ$ . Экспериментальные исследования  $\mu$ -распада в конце спектра, по-видимому, станут вполне доступными после вступления в действие планируемых "мезонных" фабрик. Результаты таких исследований имели бы важное значение для гипотезы  $(V+A)(V+A)$ -связи в лагранжиане  $\mu$ -распада.

Все вычисления второй главы производились в предположении о существовании одного 4-компонентного нейтрино. Как уже отмечалось выше, схема с  $(V+A)(V+A)$ -связью допускает также возможность существования двух 4-компонентных нейтрино  $\nu^e$  и  $\nu^\mu$ . В этом случае становится невозможной интерференция  $(V-A)(V-A)$  и  $(V+A)(V+A)$ -связей (в пределе безмассовых нейтрино), и везде во второй главе надо положить  $\varrho = 0$ , однако  $\varrho^2 \neq 0$ .

В третьей главе рассматривается эффект  $(V+A)(V+A)$ -связи в лагранжиане слабого взаимодействия в опытах с нейтрино высоких энергий, проявляющийся в том, что нейтрино от распада  $\pi^+$  и  $K^+$  мезонов на лету рождает на ядрах, кроме  $\mu^-$ -мезонов, также и позитроны. Такой эффект становится возможным в рамках рассматриваемой модели, если существует только одно 4-компонентное нейтрино. Оценки показывают, что в нейтринных опытах число рож-

дающихся позитронов могло бы быть на уровне  $(\varrho_1/\varrho)^2$  от числа  $\mu^-$ -мезонов. Вычисления с промежуточными  $W$ -бозонами, выполненные в теории, дают результаты, которые незначительно ( $\sim 10\%$  при  $M_W \sim 25 \text{ ГэВ}$ ) отличаются от результатов вычислений в локальном пределе ( $M_W \rightarrow \infty$ ). Поиск позитронов в экспериментах с нейтрино высоких энергий, проводящиеся в настоящее время на крупнейших ускорителях, позволят в рамках рассмотренной модификации  $(V-A)$ -теории в варианте с одним 4-компонентным нейтрино существенно понизить величину верхнего предела для константы  $(V+A)(V+A)$ -связи  $\varrho_1$ , по сравнению с указанным выше значением, полученным из данных по  $\mu$ -распаду. Таким образом можно сделать вывод, что если в нейтринных опытах будут рождаться позитроны, а в  $\mu$ -распаде будет обнаружена интерференция  $(V-A)(V-A)$ - и  $(V+A)(V+A)$ -связей (например, поперечная поляризация электронов) совместно с квадратичными по константе  $\varrho_1$  эффектами, то это будет свидетельствовать в пользу наличия примеси  $(V+A)(V+A)$ -связи в лагранжиане слабого взаимодействия в модели с одним 4-компонентным нейтрино. Если же в нейтринных опытах не будет замечено рождения позитронов, а в  $\mu$ -распаде будут обнаружены только квадратичные по  $\varrho_1$  эффекты, то это может быть свидетельством существования  $(V+A)(V+A)$ -связи, но в моделях с двумя разными 4-компонентными нейтрино:  $\nu^e$  и  $\nu^\mu$ .

В четвертой главе диссертации рассмотрены эффекты гипотетического псевдоэлектрического взаимодействия аксиального нейтрального тока  $\int s_a^{em}$  с массивным аксиальным  $B$ -бозоном ( $B$ -взаимодействия) с безразмерной константой связи, равной электрическому заряду  $e$ . Такое или аналогичное взаимодействие нейтрального



$j_a^z$  тока с массивным  $Z$  - бозоном появляется в большинстве моделей, объединяющих электромагнитные и слабые взаимодействия (9, 10, 11, 12). Интересным следствием существования именно  $V$ -взаимодействия является тот факт, что оно в сочетании с электромагнитным взаимодействием во втором порядке по константе  $e$  (ток-токовое приближение) порождает эффект нарушенной зеркальной ( $V \neq A$ ) -симметрии, как и рассмотренное выше обобщение слабого взаимодействия заряженных токов. В пределе больших по сравнению с массой  $V$ -бозона переданных импульсов  $|q^2| \gg m^2$ , в рамках теории возмущений, эта нарушенная ( $V \neq A$ ) - симметрия восстанавливается и имеет вид  $(V-A)(V-A) + (V+A)(V+A)$ . Как следствие, эффективные "электромагнитные" ток-токовые взаимодействия диагонализуются по спиральностям частиц: в пределе больших переданных импульсов "выливают" только взаимодействия левых частиц с левыми или правых с правыми. В процессах рассеяния лептонов при малых, по сравнению с массой  $V$ -бозонов, энергиях в с.ц.и. эффекты  $V$ -взаимодействия выглядят как малые отклонения от предсказания квантовой электродинамики (13). Это позволяет получить ограничения на нижнюю границу массы  $V$ -бозона из сравнения этих отклонений с экспериментальными данными по проверке квантовой электродинамики в опытах со встречными пучками. Однако наиболее сильные ограничения на массу  $V$ -бозона получаются из сравнения влияния  $V$ -взаимодействия на магнитный момент мюона с имеющимися здесь экспериментальными данными, которые позволяют заключить, что  $M \geq 12 \text{ ГэВ}$ .

Особый интерес представляют опыты по образованию мюонных пар в реакции:  $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$ , где эффект  $V$ -взаимодействия проявляется в аномальной зарядовой асимметрии углового распределения мюонов противоположного, по сравнению с предсказанием кван-

товой электродинамики, знака  $\delta_w(\theta) < 0$ ,  $\delta_{K33}(\theta) > 0$ . Отмечается, что большинство моделей единого электромагнитного и слабого взаимодействий, в которых предсказывается аномальная асимметрия распределения мюонов, предсказывают отрицательный знак этой асимметрии. Это является строгим следствием хорошо установленных ( $\mu-e$ ) универсальностей электромагнитного и слабого заряженных токов и того факта, что в этих моделях заряженный слабый ток и изовекторная часть электромагнитного тока генерируют одну и ту же группу симметрии  $SU(2) \otimes U(1)$ . Такие модели единого электромагнитно-слабого взаимодействия совместимы только с отрицательным знаком аномальной зарядовой асимметрии углового распределения мюонов в реакции  $e^- e^+ \rightarrow \mu^- \mu^+$ , и измерение этого знака могло бы быть критическим для подобных моделей (14).

Основные результаты диссертации докладывались на Всесоюзных конференциях по физике элементарных частиц (Ужгород, 1968, 1971 гг.), на Сессии ОЯФ АН СССР (Москва, 1972 г.) и опубликованы в работах (2, 3, 13, 14).

#### Л и т е р а т у р а.

1. Э.М.Липманов ЯФ, 6, 541, (1967); ЖЭТФ, 55, 2245, (1968).
2. Н.В.Михеев, А.Б.Каганович, ЯФ, II, 1265, (1970).
3. Э.М.Липманов, Н.В.Михеев, Письма в ЖЭТФ, 7, 139, (1968).
4. L.Michel.Proc. Phys. Soc., (London), A-63, 514 (1950).
5. C.Bochiat, L.Michel. Phys.Rev., 106, 170 (1957).
6. T.Kinoshita, A.Sirlin, Phys.Rev., 107, 593 (1957).

6. T. Kinoshita, A. Sirlin. Phys. Rev., 108, 844 (1957).
7. "Review of Particle Properties" Rev. of Mod. Phys., 45,  
No 2, April (1973).
8. В. И. Кузнецов, ЭТФ, 39, 1721, (1960).
9. Э. М. Липманов ЭТФ, 50, 1309, (1966).
10. S. Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264 (1967).
11. J. Prentki, B. Zumino. CERN, Preprint, 7 June (1972).
12. Э. М. Липманов, Письма в ЭТФ, 17, 222, (1973).
13. Э. М. Липманов, Н. В. Михеев, ИФ, 16, 1238, (1972).
14. Э. М. Липманов, Н. В. Михеев, ИФ, 16, 386, (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 декабря 1973 года.