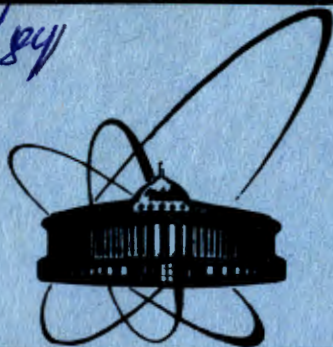


84-112

2381/84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

ЭК - ЗАЛА

P2-84-112

Д.Ю.Бардин

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА  
СЛЕДСТВИЙ ПЕРЕНОРМИРУЕМОСТИ  
СТАНДАРТНОЙ ТЕОРИИ  
ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Доклад на XIX сессии секции Ученого совета ОИЯИ  
по теоретической физике, 12 января 1984 года

1984

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В прошлом году нам посчастливилось быть свидетелями долгожданного открытия промежуточных бозонов <sup>1-5/</sup> - переносчиков слабого взаимодействия. С этого открытия начался качественно новый этап на пути триумфального экспериментального подтверждения стандартной теории электрослабых взаимодействий Глэшоу-Салама-Вайнберга <sup>6-8/</sup>. В прошлом же году появились сообщения о возможном наблюдении в  $p\bar{p}$ -соударениях событий, обусловленных рождением и распадом  $t$  кварка с массой около 30 ГэВ <sup>9,10/</sup>. Таким образом, из частиц, входящих в стандартную теорию, на сегодняшний день не обнаружен лишь бозон Хиггса, и окончательно неясно, сколько фермионных поколений имеется в природе. Последнее хотя и не связано непосредственно с проверкой  $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теории, но имеет важнейшее значение как для понимания основ строения материи, так и для физических следствий в рамках самой стандартной теории.

Следующим важным тестом стандартной теории было бы экспериментальное обнаружение эффектов проявления ее высших порядков. Аналогично тому, как в свое время точное измерение лэмбовского сдвига и аномальных магнитных моментов электрона и мюона явилось подлинным триумфом квантовой электродинамики как теории поля, наблюдение некоего аналогичного, но присущего собственно  $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теории, электрослабого радиационного сдвига доказало бы, что стандартная теория - действительно следующий после КЭД шаг в построении квантовой теории поля, в рамках которой в принципе возможны вычисления со сколь угодно высокой точностью в области ее применимости.

Теперь я могу пояснить название доклада, сказав, что под экспериментальной проверкой следствий перенормируемости стандартной теории как раз и понимается проверка справедливости ее предсказаний для высших порядков /практически речь, как правило, идет только об однопетлевых радиационных поправках/. Исторически, на важность этой проверки обратили внимание в год присуждения Нобелевской премии 1979 г. Глэшоу, Саламу и Вайнбергу. Как раз тогда появились работы нескольких групп авторов, в которых были начаты интенсивные вычисления однопетлевых поправок в стандартной теории с целью изучения возможности их экспериментального наблюдения <sup>11-14/</sup>. И до сих пор поток работ по этой тематике не иссякает.



Несколько раньше, в 1978 г., аналогичная программа исследований была начата дубненской группой авторов /15/. Уже в то время подчеркивалась необходимость проведения унифицированных вычислений сечений и вероятностей для всех экспериментально исследуемых процессов с тем, чтобы из сравнения величин, вычисленных в одной и той же схеме перенормировок, с экспериментальными данными делать однозначные выводы относительно эффектов высших порядков.

В настоящем докладе я не преследую цель дать обзор работ по этой тематике. Отмечу лишь, что уже опубликованы обзоры /16,17,18/ и что летом 1983 г. в Триесте была проведена специальная конференция, посвященная только одной проблеме радиационных поправок в  $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теории /19/. Все это показывает, что обсуждаемая проблема физики высоких энергий выделилась в самостоятельное направление, которое интенсивно развивается в настоящее время.

В докладе я хочу остановиться на ряде результатов из этой области, полученных независимо многими авторами и уже ставших классическими. Я обсужу также последние экспериментальные данные по измерению параметров стандартной теории /массы  $M_W$ ,  $M_Z$  и  $\sin^2 \theta_W$  /в свете проблемы ее проверки на уровне радиационных поправок и остановлюсь на том, какие перспективы имеет эта проверка в экспериментах обозримого будущего.

## 2. СХЕМЫ ПЕРЕНОРМИРОВОК

Для того, чтобы выполнить строгий расчет амплитуды какого-либо процесса с точностью до радиационных поправок, необходимо иметь полный лагранжиан теории, поскольку калибровочно инвариантен лишь весь набор диаграмм для данной амплитуды в рассматриваемом порядке теории возмущений. Все проведенные до сих пор расчеты выполнены с использованием лагранжиана минимальной  $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теории с одним триплетом векторных полей и с простейшей дублетной структурой хиггсовского сектора, что выражается в наличии в лагранжиане всего лишь одного физического скалярного поля Хиггса.

Существующие экспериментальные данные хорошо согласуются с минимальной стандартной теорией, но, конечно, в пределах экспериментальных ошибок допускают возможность альтернатив, например, лево-право-симметричные модели /20/, либо некоторые усложнения в хиггсовском секторе теории /21/ /не исключено, что вообще механизм генерации масс имеет не хиггсовскую, а динамическую природу /22/. Возможным указанием на ограниченность минимальной теории являются события с высокоэнергетическими  $\gamma$ -квантами в распадах Z-бозонов /3,5/. Их экспериментальная достоверность, однако, до конца неясна на сегодняшний день.

Ограничение рамками минимальной теории для расчета радиационных поправок представляется разумным, однако надо иметь в ви-

ду, что будущее развитие науки, возможно, приведет к необходимости модификации исходного лагранжиана теории и к необходимости перевычисления радиационных поправок. Борновские вклады модифицированного лагранжиана могут быть сравнимы с радиационными эффектами, индуцированными петлями, поэтому пока более правильно говорить о проверке самосогласованности стандартной теории с учетом радиационных поправок, нежели о проверке самих этих поправок.

В минимальной стандартной теории мы имеем дело с лагранжианом, содержащим, кроме полей, следующие параметры:

- заряд электрона  $e$ ;
- массы всех фермионов:  $m_e$ ,  $m_\mu$ ,  $m_\tau$  и массы кварков  $m_q$ ;
- массы векторных бозонов:  $M_W$  и  $M_Z$ ;
- массу скалярного поля Хиггса  $M_H$ ;

В настоящее время во многих работах используется так называемая схема перенормировок Сирлина /23/, в которой все вычисляемые наблюдаемые выражаются через постоянную тонкой структуры  $\alpha^{-1} = 137,036$  и через физические, т.е. экспериментально измеряемые массы всех частиц, присутствующих в теории. В этой схеме для параметра  $\sin^2 \theta_W$  принимается, по определению, что в любом порядке теории возмущений

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad /1/$$

Программа перенормировок в этой схеме практически ничем не отличается от стандартной процедуры в КЭД, изложенной, например, в известных монографиях /24,25/.

Наша группа работает в этой схеме, начиная с 1980 г /26/. Мы внесли свой вклад в ее развитие, включив в нее произвольное унитарное смешивание фермионных полей и рассчитав в ней амплитуду произвольного четырехфермионного процесса /27/.

Схема Сирлина была рекомендована Триестской конференцией 1983 г. для вычислений в стандартной теории всем авторам, работающим в этом направлении. Об этом мне рассказывал летом 1983 г. в ЦЕРНе один из организаторов конференции Б. Линн. Таким образом, наша группа оказалась в выгодном положении в свете этой рекомендации, ибо все наши формулы получены именно в этой схеме.

Несомненным преимуществом схемы Сирлина является и то, что в ней очень легко сравнивать результаты, полученные разными группами. Такое сравнение было недавно проведено в нашей работе для случая поправок к  $\nu$   $e$ -рассеянию /28/. Оно показало полное согласие с соответствующими формулами недавней работы /29/. Тем самым была продемонстрирована высокая надежность полученных результатов. Проблема сравнения остается весьма актуальной, ибо расчеты в этой области чрезвычайно громоздки, и до сих пор

еще есть небольшие количественные расхождения в результатах разных групп.

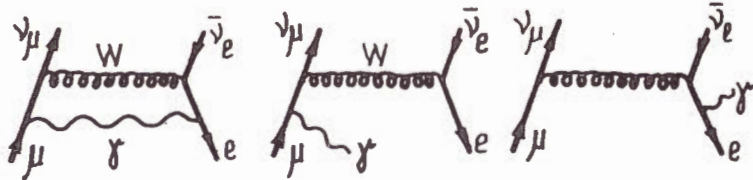
Значительной проблемой остается также сравнение результатов, полученных в разных схемах перенормировок. Многие авторы продолжают использовать схемы, удобные лишь для какого-то определенного круга процессов. Часто сравнение окончательных выражений оказывается более сложной задачей, чем новый расчет в единой схеме перенормировок.

### 3. КЛАССИФИКАЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК В СТАНДАРТНОЙ ТЕОРИИ

Представляется разумным разбить все однопетлевые диаграммы, описывающие радиационные поправки в стандартной теории, на три типа. Проиллюстрируем эту классификацию на примере поправок к  $\mu$ -распаду. В первый тип выделим тривиальные КЭД-поправки. Поскольку КЭД-сектор стандартной теории наиболее хорошо проверен на эксперименте, эти поправки наименее интересны.

В литературе принято включать в эту группу диаграммы тормозного излучения фотонов из внешних линий и вершинные КЭД-диаграммы с обменом виртуальным фотоном между внешними линиями /т.е. все инфракрасно расходящиеся диаграммы/.

Например, для  $\mu$ -распада это следующие 3 диаграммы:



Сумма вкладов этих диаграмм в амплитуду свободна от инфракрасных расходимостей, однако она не является калибровочно-инвариантной величиной /из-за наличия пропагатора W-бозона в первой диаграмме/.

Рецепт выделения тривиального КЭД-вклада основан на требовании его совпадения с выражением, полученным в V-A теории Фейнмана-Гелл-Манна для  $\mu$ -распада<sup>/30/</sup> /фактически он совпадает с результатом, вычисленным в калибровке т'Хуфта-Фейнмана/.

Ко второму типу относятся поляризационные диаграммы, в которых фотон превращается в пару фермионов /лептонов и кварков/

$$\Pi_{\gamma\gamma}(Q^2) = \sum_l \text{Diagram 1} + \sum_q \text{Diagram 2} \quad /2/$$

Вклад этих диаграмм тривиален в том смысле, что для его вычисления опять достаточно одной КЭД - он содержит лишь известные КЭД-вершины /заряды фермионов/. Этот вклад конечен и калибровочно-инвариантен. В стандартной теории он отвечает за конечную перенормировку эффективного заряда  $e(Q^2)$

$$\frac{e^2(Q^2)}{4\pi} = a(Q^2) = \frac{a}{1 - \frac{1}{Q^2} \Pi_{\gamma\gamma}(Q^2)} \quad /3/$$

на характерном масштабе слабого взаимодействия  $|Q^2| = M_Z^2$ .

Важно, однако, подчеркнуть следующие два обстоятельства. Во-первых, в V-A теории диаграммы второго типа не появлялись при вычислении поправок к  $\mu$ -распаду. Их появление обязано условию объединения взаимодействий

$$\frac{e}{g} = \sin \theta_W, \quad /4/$$

которое с учетом радиационных поправок следует записать в виде

$$\frac{e^2(M_Z^2)}{g_{eff}^2} = \sin^2 \theta_W \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad /5/$$

Вычисляя время жизни мюона  $\tau_\mu$  в однопетлевом приближении, можно получить соотношение /см. пункт 4.г доклада/ между  $g_{eff}$  и константой Ферми в  $\mu$ -распаде  $G_F^{(\mu)}$

$$\frac{g_{eff}^2}{8M_W^2} \left(1 + \frac{a}{4\pi} Y\right) = \frac{G_F^{(\mu)}}{\sqrt{2}}, \quad /6/$$

где

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{[G_F^{(\mu)}]^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \left[1 + \frac{a}{2\pi} \left(-\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right]. \quad /7/$$

В выражении /6/  $\frac{a}{4\pi} Y$  - очень малая величина,  $\leq 0,4\%$ . Таким образом,  $g_{eff}$  действительно имеет смысл эффективной константы слабого взаимодействия заряженных токов, т.е. величины, которая поглощает большую часть однопетлевых поправок. Из выражения /5/ находим

$$g_{eff}^2 = \frac{4\pi a (M_Z^2)}{1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}}. \quad /8/$$



Во-вторых, следует отметить, что масштаб  $|Q^2| = M_Z^2$  в выражении /8/ появляется в стандартной теории автоматически от части поляризованного оператора  $\Pi_{ZZ}(-M_Z^2)$ , входящего в контрчлен  $\delta_{M_Z}$  /этой части отвечают те же диаграммы /2/, в которых следует заменить  $\gamma \rightarrow Z$  и учесть только вклад слабого нейтрального тока, содержащий  $J_a^{em}$ . Как будет показано ниже, конечную перенормировку  $g_{eff}^2$  от  $\alpha^{-1} = 137,036$  к  $\alpha^{-1}(M_Z^2) \approx 128$  можно проверить на эксперименте, что представляется весьма интересным, ибо при этом проверяется самосогласованность условия объединения на однопетлевом уровне. Обнаружение отклонений от соотношения /6/ было бы весьма серьезной проблемой стандартной теории.

К третьему типу отнесем все остальные однопетлевые диаграммы. Все они в той или иной мере "чувствуют" специфику собственно  $SU(2)_L \otimes U(1)$  теории и могут быть названы "истинно электрослабыми" поправками. Наблюдение их проявления на эксперименте представляется наиболее интересной задачей.

#### 4. ПРИМЕРЫ ПРОЯВЛЕНИЯ ОДНОПЕТЛЕВЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВК РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В течение последних шести лет мы изучали эффекты, обусловленные однопетлевыми электрослабыми радиационными поправками в широком классе процессов. Ниже остановлюсь на ряде результатов.

##### 4а. Анализ данных эксперимента НА-4 по асимметрии сечений глубоконеупругого мюон-нуклонного рассеяния

В эксперименте /31/ измерялась асимметрия

$$B = \frac{d^2\sigma^+(-\lambda) - d^2\sigma^-(+\lambda)}{d^2\sigma^+(-\lambda) + d^2\sigma^-(+\lambda)}, \quad /9/$$

где  $d^2\sigma^\pm(\pm\lambda)$  - дважды дифференциальное сечение рассеяния продольно-поляризованных /со степенью  $\pm\lambda$ / мюонов разного знака заряда ( $\mu^\pm$ ) на изоскалярном нуклоне.

В наших работах находилась асимметрия  $B^{1l}$ , определяемая формулой /9/, через сечения  $[d^2\sigma^\pm(\mp\lambda)]^{th, 1l}$ , вычисленные с учетом всех однопетлевых электрослабых поправок. При этом пришлось рассчитать вклад около 50 диаграмм /32-33/ /замечу, что этот расчет до сих пор не повторен другими авторами/.

Расчеты показали, что  $B^{1l}$  сильно отличается от  $B^{tree}$  /см. рис.1/. Позднее, в эксперименте НА-4 обнаружилось хорошее согласие с расчетом, выполненным именно с учетом радиационных поправок. Анализ формул показывает, что в сдвиге  $\Delta B = B^{1l} - B^{tree}$

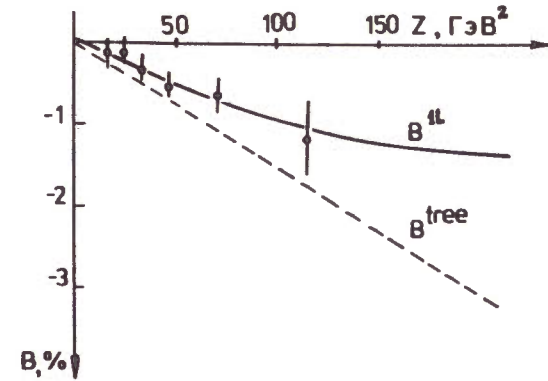
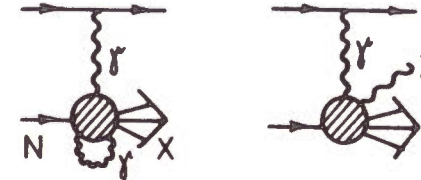


Рис.1. Асимметрия  $B$  как функция кинематической переменной  $Z = \frac{Q^2[1-(1-y)^2]}{[1+(1-y)^2]}$ , вычисленная с учетом /  $B^{1l}$  - сплошная кривая / без учета /  $B^{tree}$  - пунктирная кривая / радиационных поправок. Точки с ошибками показывают данные эксперимента НА-4.

практически полностью доминируют вклады диаграмм первого типа. Тем не менее  $\Delta B$  не является тривиальной величиной, ибо при ее вычислении приходится учитывать диаграммы с излучением реальных и виртуальных фотонов адронами



вклад которых чувствителен к динамике сильных взаимодействий. Обсуждение этого вопроса выходит, однако, за рамки настоящего доклада.

##### 4б. Анализ данных слаковского эксперимента по асимметрии $A^-$ и нейтринных данных по отношениям $R$ и $D$

В ряде работ нашей группы /34-37/, а также во многих других работах /38-40/ анализировались данные эксперимента /41/ по измерению  $P$ -нечетной асимметрии в глубоконеупругом  $ed$ -рассеянии

$$A^- = \frac{d^2\sigma^- (+\lambda) - d^2\sigma^- (-\lambda)}{d^2\sigma^- (+\lambda) + d^2\sigma^- (-\lambda)}, \quad /10/$$

и данные нескольких нейтринных экспериментов /42-44/ по измерению отношений

$$R_{\nu_\mu}(\bar{\nu}_\mu) = \frac{\sigma_{\nu_\mu}^{NC}(\bar{\nu}_\mu)}{\sigma_{\nu_\mu}^{CC}(\bar{\nu}_\mu)}, \quad D = \frac{\sigma_{\nu_\mu}^{NC} - \sigma_{\bar{\nu}_\mu}^{NC}}{\sigma_{\nu_\mu}^{CC} - \sigma_{\bar{\nu}_\mu}^{CC}}, \quad /11/$$

с целью извлечения параметра  $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2 / M_Z^2$  посредством некой процедуры, учитывающей все однопетлевые электрослабые поправки.

Результаты этих работ неплохо согласуются между собой и приводят к величине

$$\sin^2 \theta_W = 0,218 \pm 0,009, \quad /12/$$

существенно отличающейся от  $\sin^2 \theta_W^{\text{exp}}$ , полученной без учета поправок /45/

$$\sin^2 \theta_W^{\text{exp}} = 0,224 \pm 0,234. \quad /13/$$

Сдвиг  $\delta \sin^2 \theta_W = \sin^2 \theta_W^{\text{exp}} - \sin^2 \theta_W = 0,006 \pm 0,016$  /несколько различающийся для разных процессов и экспериментов/ практически полностью обусловлен первым и вторым типами радиационных поправок в соотношении, близком к 1:1 для нейтринных отношений R и D и в соотношении 9:1 в пользу второго типа для асимметрии A<sup>-</sup> /в кинематической области слаковского эксперимента/.

#### 4в. Уточнение предсказаний для масс W и Z бозонов

В 1980 г. почти одновременно появилось несколько работ /35,46-48/, в которых с учетом однопетлевых радиационных поправок уточнялись предсказания для масс W- и Z- бозонов в рамках стандартной теории. Было показано, что W- и Z-бозоны должны быть примерно на 4,5 ГэВ тяжелее, чем это следует из вычислений в древесном приближении /на что, по-видимому, указывают эксперименты UA1 и UA2 в ЦЕРНе/.

Радиационные сдвиги масс  $\Delta M_{W,Z}$  на 95% обусловлены электрослабыми поправками второго типа.

Теперь, после открытия W- и Z-бозонов и непосредственного измерения их масс представляется более естественным не оперировать с такими понятиями, как массы, вычисленные в древесном или однопетлевом приближении, а использовать именно экспериментально измеренные величины масс, в качестве апостериорной информации при осуществлении процедуры перенормировок, как это обычно делается, например, при перенормировке массы электрона в КЭД.

В следующем разделе мы увидим, как непосредственная экспериментальная информация о  $M_W$  и  $M_Z$  позволяет делать важные выводы о самосогласованности теории на однопетлевом уровне и о наличии в природе тяжелых фермионов.

#### 4г. Анализ чисто лептонных процессов

Выводы, сделанные в пунктах 4а - 4в, покоились на анализе данных из полуплеотонных процессов. Информация, извлекаемая из этих данных, искажена трудноучитываемой динамикой сильных взаи-

модействий. Существует общепринятое мнение, что вряд ли возможно понять эти искажения с точностью, достаточной для того, чтобы говорить о проверке тонких эффектов радиационных поправок /49,50/.

Поэтому наибольший интерес для проверки электрослабых радиационных поправок представляют чисто лептонные процессы. В нескольких работах /23,27,51-54/ с этой целью вычислялось время жизни мюона с точностью до однопетлевых поправок. В ренормализационной схеме Сирлина ответ имеет вид /27/

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{m_\mu^5 \alpha^2}{384\pi M_W^4 (1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2})^2} \{ 1 + \frac{\alpha}{2\pi} (\frac{25}{4} - \pi^2) + \frac{\alpha}{2\pi} X(m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2) \}. \quad /14/$$

В этом выражении член  $\alpha/2\pi (25/4 - \pi^2)$ , составляющий около -0,4%, происходит от тривиальных КЭД-поправок первого типа /30/, а X, явная функция масс всех частиц, - чисто электрослабый вклад.

Выражение /12/ можно переписать в следующем виде:

$$M_W = \frac{A_0}{s} \{ 1 + \frac{\alpha}{8\pi} X(m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2) \} = \frac{A}{s}, \quad /15/$$

где введены обозначения

$$s^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad c^2 = \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad /16/$$

а  $A_0$  - хорошо известное число

$$A_0 = m_\mu \left( \frac{m_\mu r_\mu \alpha^2}{384\pi} \right)^{1/4} [ 1 + \frac{\alpha}{8\pi} (\frac{25}{4} - \pi^2) ] = 37,281 \text{ ГэВ}. \quad /17/$$

В уравнении /15/ легко распознать уточнение известного соотношения между  $M_W$  и  $\sin \theta_W$  /или  $M_Z$  и  $\sin \theta_W$  /

$$M_W = \frac{37,281}{\sin \theta_W}. \quad /18/$$

на случай учета однопетлевых радиационных поправок. Величина  $\frac{\alpha}{2\pi} X$  составляет около 14%, т.е. в 35 раз превышает вклад поправки первого типа. При  $M_W = 83,1$  ГэВ,  $\sin^2 \theta_W = 0,218$ ,  $m_t = 32$  ГэВ и  $M_H = 100$  ГэВ /зависимость X от  $M_H$  очень слабая/.

$$\delta A = A - A_0 = 1,29 \text{ ГэВ}. \quad /19/$$

Причина столь больших электрослабых поправок хорошо известна. Они обусловлены вкладом диаграмм второго типа, связанным с конечной перенормировкой  $\alpha$  при  $Q^2 = M_Z^2$ . При выбранных  $M_W$ ,  $M_H$ ,  $m_t$  и  $\sin^2 \theta_W$  он составляет 1,22 ГэВ, т.е. 95% от всей однопет-



левой поправки. В приведенных формулах последний вклад легко факторизовать, вводя

$$\alpha(M_Z^2) = \frac{\alpha}{1 - \frac{\alpha}{3\pi} \sum_f Q_f^2 \ln \frac{M_Z^2}{m_f^2}} \quad /20/$$

и переписывая выражение /13/ в виде

$$M_Z = \frac{A_0}{s \cdot c} \left[ \frac{\alpha(M_Z^2)}{\alpha} \right]^{1/2} \left[ 1 + \frac{\alpha}{8\pi} Y(m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2) \right]. \quad /21/$$

В /21/ поправка  $\frac{\alpha}{8\pi} Y$ , обусловленная третьим типом диаграмм, уже мала, она составляет только 0,20%.

Возможность измерения величины  $\delta A$  масштаба 1,3 ГэВ подробно обсуждалась в моей работе с В.Д.Хованским<sup>/55/</sup>. Мы показали, что точность настоящих измерений масс  $W^-$  и  $Z$ -бозонов в терминах величины  $A$  характеризуется величиной

$$\Delta A = 3,8 \text{ ГэВ}, \quad /22/$$

даже если учесть только статистические ошибки UA1 и UA2 экспериментов. Будущие измерения  $M_W$  и  $M_Z$  с точностью порядка 100 МэВ /как это планируется при продолжении UA1 эксперимента<sup>/56/</sup>/ позволят получить

$$\Delta A = 0,2 \text{ ГэВ}. \quad /23/$$

Измерение  $M_Z$  с относительной точностью  $10^{-3}$  /как планируется на  $e^+e^-$ -коллайдерах, LEP-I, SLC, см. например,<sup>/57/</sup>, и параметра  $s^2 = 1 - M_W^2/M_Z^2$  с точностью  $\Delta s^2 = 0,005$  /как планируется в эксперименте CHARM-II в ЦЕРНе<sup>/58-59/</sup>, в котором предполагается иметь ~2000 событий  $\nu_\mu e$  и 2000 событий  $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяния\*/ позволит иметь экспериментальное разрешение

$$\Delta A = 0,3 \text{ ГэВ}. \quad /24/$$

Первая возможность кажется менее реальной, поскольку для ее осуществления требуется уменьшить современные систематические ошибки в измерении  $M_W$  в опытах на  $p\bar{p}$ -коллайдере с 2,5 ГэВ до 100 МэВ, т.е. в 25 раз! Следует помнить также, что используемая в настоящее время процедура извлечения  $M_W$  из данных на  $p\bar{p}$ -коллайдере требует привлечения теоретической модели, точность которой весьма трудно определить.

\* Подробный анализ однопетлевых поправок к упругому рассеянию нейтрино на электронах выполнен в 1983 г. в /28,29,60/.

Вторая возможность основана на экспериментах, которые уже подготавливаются в настоящее время, и не требует привлечения модельных соображений. Ее реализация позволит уверенно наблюдать радиационные эффекты второго типа, связанные с конечной перенормировкой константы  $\alpha(Q^2)$  на характерном масштабе слабого взаимодействия  $Q^2 = M_Z^2$ . Однако точность в  $A$  порядка  $\pm 0,3$  ГэВ недостаточна, чтобы измерить вклад радиационных поправок третьего типа.

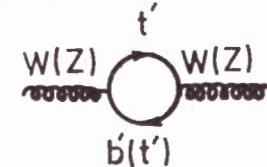
#### 4д. Вклад тяжелых фермионов

Приведенные в пункте 4г числа относились к схеме с тремя фермионными поколениями. Радиационный сдвиг  $\delta A$  может оказаться совсем другим, если существует четвертое поколение фермионов с массой самого тяжелого кварка  $\geq 250$  ГэВ<sup>/61/</sup> и с сильным расщеплением  $up$ - и  $down$ -фермионов.

Последнее представляется весьма вероятным, ибо степень расщепления нарастает в известных поколениях

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} t' \\ b' \end{pmatrix}, \quad /25/$$

для которых  $m_{up}/m_{down} = 1 \rightarrow 3 \rightarrow 7 \rightarrow ?$  При сильном расщеплении масс в дублете диаграммы



вследствие несохранения векторного и аксиального слабых токов дают так называемый квадратично усиленный отрицательный вклад<sup>/62-64/</sup> в поправку в выражении /21/

$$-\frac{\alpha}{8\pi} \frac{3}{4s^2} \frac{m_{t'}^2}{M_W^2}, \quad /26/$$

который при  $m_{t'} = 250$  ГэВ почти полностью компенсирует радиационный сдвиг  $\delta A$  /17/.

Конкретно, если массы четвертого поколения<sup>/61/</sup>  $m_{t'} = 22$  ГэВ,  $m_{t'} = 220$  ГэВ,  $m_{t'} = 0$ ,  $m_{b'} = 55$  ГэВ и если для  $M_W$ ,  $\sin^2 \theta_W$  и  $M_H$  взяты те же значения, что и ранее, то

$$\delta A = A - A_0 = 0,27 \text{ ГэВ}. \quad /27/$$

Таким образом, ненаблюдение сдвига  $\delta A$  на уровне  $\sim 1,3$  ГэВ было бы сильным свидетельством в пользу существования 4-го поколения фермионов. На уровне в  $2\sigma$  этого можно достичь уже при  $\Delta A = 0,5$  ГэВ.

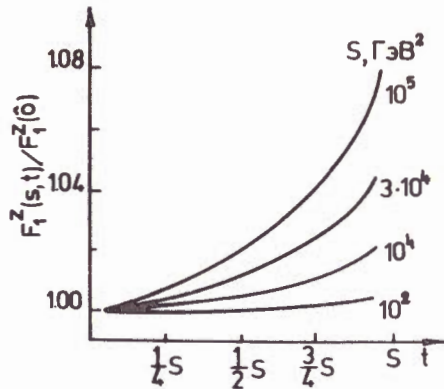


Рис.2. Поведение одного из форм-факторов амплитуды процесса  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  в зависимости от  $t$  при разных  $S$ .

Такое разрешение может быть достигнуто при  $\frac{\Delta M_Z}{M_Z} = 10^{-3}$  и  $\sin^2 \theta_W = 0,008$ . /28/

Достижение таких точностей в экспериментах на коллайдерах и в экспериментах по  $\nu e$ -рассеянию

кажется вполне реальной задачей. В связи с этим заслуживает пристального внимания изучение возможности получения точности 0,008 в  $\sin^2 \theta_W$  в эксперименте по  $\nu e$ -рассеянию на нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ /65/.

#### 4е. Поиск экспериментального проявления поправок третьего типа

Во всех рассмотренных выше примерах вклад радиационных поправок третьего типа, т.е. истинно электрослабых, находился далеко за пределами экспериментальных возможностей. Очевидно, что сравнение поправок второго и третьего типов можно ожидать лишь при  $\sqrt{S} \geq 100$  ГэВ, т.е. при энергиях, при которых сравниваются интенсивности слабого и электромагнитного взаимодействий.

Систематическое изучение электрослабых поправок при таких энергиях было начато мною совместно с П.Х.Христовой /66-67/ и в настоящее время продолжается совместно с Т.Риманом, О.М.Федоренко и В.А.Докучаевой. Я покажу один интересный результат, имеющий отношение к этому вопросу, из диссертации П.Х.Христовой /68/.

Рассматривалось динамическое поведение формфакторов /индуцированных радиационными поправками третьего типа/ амплитуды процесса

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  /29/  
при разных  $S$  и  $t$  /см.рис.2/.

Вплоть до энергий  $E \approx 50$  ГэВ величина индуцированного формфактора оказалась не превышающей 2%, но при дальнейшем увеличении  $E$  она начинает резко расти и достигает 8% при  $E = 150$  ГэВ и  $t \sim S$ .

Вклады отдельных формфакторов в определенных кинематических областях могут быть усилены в различных асимметриях сечений с поляризованными электронами /69,70/.

Все это дает нам основание надеяться, что поправки третьего типа будут заметны в экспериментах на второй фазе ускорителя LEP.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем кратко основные выводы доклада:

1/ Современные экспериментальные данные чувствительны лишь к радиационным поправкам первого типа /эксперимент НА-4/; таким образом, они нечувствительны к следствиям перенормируемости стандартной теории.

2/ Достижение еще в текущем десятилетии экспериментального разрешения в величине  $A$  порядка 0,3-0,5 ГэВ позволит:

- обнаружить вклад радиационных поправок второго типа и тем самым проверить, что эффективная константа слабого взаимодействия  $g_{eff}^2$  пропорциональна  $\alpha(M_Z^2)$ ;
- получить важную информацию о четвертом поколении фермионов.

Все это даст возможность проверить самосогласованность стандартной модели на однопетлевом уровне.

3/ Радиационные поправки третьего типа, присущие собственно  $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теории, могут быть проверены лишь тогда, когда станут возможны эксперименты на  $e^+e^-$ -коллайдере с энергией каждого из пучков порядка 100-150 ГэВ /LEP-II/.

В заключение я хотел бы поблагодарить своих коллег Н.М.Шумейко, О.М.Федоренко, П.Х.Христову, В.А.Докучаеву, В.Д.Хованского и Т.Римана, совместно с которыми выполнялись работы по обсуждавшейся в докладе тематике, С.М.Биленького, Д.И.Казакова, Н.В.Михеева, И.Хошека и Д.В.Ширкова за полезные обсуждения, а также А.А.Ахундова за обсуждение текста доклада.

## ЛИТЕРАТУРА

1. UAI Collaboration. Phys.Lett., 1983, 122B, p.102.
2. UA2 Collaboration. Phys.Lett., 1983, 122B, p.476.
3. UAI Collaboration. Phys.Lett., 1983, 126B, p.398.
4. UAI Collaboration. Phys.Lett., 1983, 129B, p.273.
5. UA2 Collaboration. Phys.Lett., 1983, 129B, p.130.
6. Glashow S.L. Nucl.Phys., 1961, 22, p.579.
7. Weinberg S. Phys.Rev.Lett., 1967, 19, p.1264.
8. Salam A. Elementary Particle Theory (ed.N.Svartholm), Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968, p.367.
9. Barger V., Martin A.D., Phillips R.S.N. Durham Preprint DTP/83/4.
10. Godbole R.M., Pakvasa S., Roy D.P. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, p.1539.
11. Passarino G., Veltman M. Nucl.Phys., 1979, B160, p.151.
12. Marciano W.J. Phys.Rev., 1979, V D20, p.274.
13. Consoli M. Nucl.Phys., 1979, B160, p.208.
14. Aoki K.-I., Hioki Z. et al. Progr.Theor.Phys., 1980, 64, p.707.



15. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ОИЯИ, P2-11413 и P2-11414, Дубна, 1978.
16. Aoki K.-I., Hioki Z. et al. Supp.of the Progr.Theor.Phys., 1982, 73, p.1.
17. Sakakibara S. Preprint NZ-TH/83-07, Sept. 1983.
18. Lynn B.W. Phys.Reports, 1984, 111, p.347.
19. Topical Conference on Radiative Corrections in  $SU(2)_L \otimes U(1)$ , Miranare-Trieste, Italy, 6-8 June, 1983.
20. De Rujula A. et al. Ann.of Phys., 1977, 109, p.242.
21. Bilenky S.M., Hošek J. Phys.Reports, 1982, 90, p.74.
22. Englert F., Brout R. Phys.Rev.Lett., 1964, 13, p.321.
23. Sirlin A. Phys.Rev., 1980, D22, p.971.
24. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. "Наука", М., 1969.
25. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. "Наука", М., 1976.
26. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1980, B175, p.435.
27. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl.Phys., 1982, B197, p.1.
28. Бардин Д.Ю., Докучаева В.А. ОИЯИ, P2-83-438, Дубна, 1983.
29. Sarantakos S., Sirlin A., Marciano W.J. Nucl.Phys., 1983, B127, p.84.
30. Kinoshita T., Sirlin A. Phys.Rev., 1959, 113, p.1652.
31. BCDMS Collaboration. Phys.Lett., 1983, 120B, p.245.
32. Бардин Д.Ю., Шумейко Н.М. ЯФ, 1979, 29, с.969.
33. Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Shumeiko N.M., J.Phys., 1981, 67, p.1331.
34. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ОИЯИ, P2-11461, Дубна, 1978.
35. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Шумейко Н.М. ЯФ, 1980, 32, с.782.
36. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ЯФ, 1979, 30, с.811.
37. Бардин Д.Ю., Докучаева В.А. ЯФ, 1982, 36, с.482.
38. Wheather J.F., Llewellyn C.H. Smith. Nucl.Phys., 1982, B208, p.27.
39. Paschos E.A., Wirbel M. Nucl.Phys., 1982, B194, p.189.
40. Liede L. et al. Preprint Univ.of Helsinki, HU-TFT-83-45, 1983.
41. Prescott C.Y. et al. Phys.Lett., 1979, 84B, p.524.
42. Jonker M. et al. Phys.Lett., 1981, 99B, p.265.
43. Deden H. et al. Nucl.Phys., 1978, B149, p.1.
44. Geweniger C. Proc.Neutrino'79, v.2, p.302.
45. Kim J.F. et al. Rev.Mod.Phys., 1981, 53, p.211.
46. Veltman M. Phys.Lett., 1980, 91B, p.95.
47. Antonelli F., Consoli M., Corbo C. Phys.Lett., 1980, 91B, p.90.
48. Aoki K.-I. et al. Progr.Theor.Phys., 1981, 65, p.1001.
49. Llewellyn Smith C.H. Proc.of Workshop on SPS Fixed Target Physics, CERN, 83-02, 1983, VII, p.180.
50. Wheather J.F. Talk Presented at the Topical Conference on Radative Corrections in  $SU(2)_L \otimes U(1)$ , Miranare-Trieste, Italy, 6-8 June, 1983.
51. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. ЯФ, 1982, 35, с.1220.
52. Lynn B.W., Thesis Ph.D. Columbia Univ., 1982.
53. Consoli M., Lo Presti S., Maiani L. Nucl.Phys., 1983, B223, p.474.
54. Hioki Z. Preprint KUNS 696 HE (TH) 85/11, 1983.
55. Бардин Д.Ю. Хованский В.Д. Препринт ИТЭФ 73, 1984.
56. Arnison G. et al. CERN/SPSC/83-48/SPSC/P12, 1983.
57. DELPHI Collaboration CERN/LEPC/82-8, 1982.
58. Busi C. et al. CERN/SPSC/83-24, P 106, 1983.
59. Busi C. et al. CERN/SPSC/83-37, P 186, Add.1, 1983.
60. Бардин Д.Ю., Докучаева В.А. ОИЯИ, P2-83-818, Дубна, 1983.
61. Zichichi A. et al. Proc.of Third Topical Workshop on pp-collider Physics, CERN, 83-04, 1983, p.435.
62. Veltman M. Acta Phys.Pol., 1977, B8, p.475.
63. Einhorn M.B., Jones D.R.T., Veltman M. Nucl.Phys., 1981, B191, p.146.
64. Hioki Z. Progr.Theor.Phys., 1982, 68, p.2134.
65. Bunyatov S.A. et al. Proc.Neutrino'82, Budapest, 1982, v.2, p.249.
66. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Христова П.Х. ОИЯИ, P2-82-840, Дубна, 1982.
67. Бардин Д.Ю., Христова П.Х. ОИЯИ, P2-82-836, Дубна, 1982.
68. Христова П.Х. Автореферат канд.диссертации, ОИЯИ, 2-82-845, Дубна, 1982.
69. Dorfan J. Preprint SLAC-PUB-3013, Stanford, 1983.
70. Prescott C.J. Preprint SLAC-PUB-3120, Stanford, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 февраля 1984 года



## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

P2-84-112

Бардин Д.Ю.  
Экспериментальная проверка следствий перенормируемости стандартной теории электрослабых взаимодействий

Обсуждается современное состояние проблемы вычисления однопетлевых радиационных поправок в стандартной теории электрослабых взаимодействий. Анализируется возможность экспериментальной проверки предсказаний стандартной теории для ее высших порядков в свете последних экспериментальных данных, включая измерение масс  $W$  и  $Z$  бозонов на  $p\bar{p}$ -коллайдере ЦЕРНа. Обсуждаются перспективы этой проверки в экспериментах ближайшего будущего.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

P2-84-112

Bardin D. Yu.  
Experimental Test of the Renormalizability Consequences of the Standard Electroweak Theory

The present status of the one-loop correction calculations in the standard electroweak theory is discussed. The possibilities of experimental tests of the higher order predictions of the standard theory is analysed in view of recent data, including CERN  $p\bar{p}$ -collider data on  $M_W$  and  $M_Z$ . The perspectives of these tests in the near future experiments are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984