

С 324.1

Б 247



**ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

Д.Ю.Бардин

**Прецизионные проверки
стандартной теории**

ДУБНА

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 46

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

А.Н.Сисакян — председатель
А.Т.Филиппов — зам. председателя
Г.М.Гавриленко — научный секретарь
В.Б.Беляев
Б.В.Васильев
В.П.Гердт
В.А.Загребнов
Г.В.Мицельмахер
В.А.Никитин
В.Р.Саранцева
Д.В.Ширков

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

P2-88-189

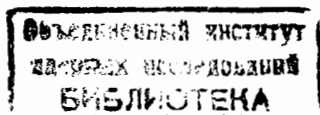
Д.Ю.Бардин

C 324.1
Б247

**ПРЕЦИЗИОННЫЕ ПРОВЕРКИ
СТАНДАРТНОЙ ТЕОРИИ**

12 3648
Курс лекций, прочитанных на XVIII Международной
школе молодых ученых по физике высоких энергий

/Дубна, 16-25 декабря 1986 г./



Дубна 1988

СОДЕРЖАНИЕ

1. Цель и содержание лекций
2. Теоретический статус стандартной теории
3. Экспериментальный статус стандартной теории
4. Перенормировка в КЭД
5. Перенормировка в теории электрослабых взаимодействий ..
6. Однопетлевые амплитуды
7. Вклад тормозного излучения
8. Константа Ферми и взаимозависимость ($M_Z, \sin^2\theta_W$).....
9. Эффекты тяжелых фермионов и бозона Хиггса
10. Ширина W -бозона
11. Ширина Z^0 - бозона
12. Эксперимент СНАРМ-II
13. Упругое рассеяние нейтрино на электроны
14. Обратный μ -распад
15. Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и лептонов
16. Форма Z^0 - линии
17. Реакция $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ и измеряемые асимметрии
18. Однопетлевые электрослабые эффекты в e^+e^- -аннигиля-
ции и возможности обнаружения новой физики на Z^0 -
полюсе

1. Цель и содержание лекций

С конца семидесятых годов не ослабевает поток работ, посвященных вопросам прецизионной проверки теории электрослабых взаимодействий (ЭСВ). В последние годы доклады и лекции на эту тему включаются в программы всех конференций и школ по физике высоких энергий. Выполняется большое число экспериментов в этой области. Все перспективные экспериментальные программы также включают прецизионные тесты стандартной теории. Например, такие измерения составляют значительную долю в полной экспериментальной программе на ускорителях $S\bar{L}C$, LEP , $HERA$. Этот раздел физики уже приобрел статус классического. Естественно включение лекций на эту тему в программу настоящей школы. В лекциях я постараюсь дать элементарное введение в проблему. В то же время надеюсь, что оно будет достаточно полным, как по представлению основных физических идей и результатов, так и по объяснению основ вычислительного аппарата, с помощью которого эти результаты были получены.

Мы начнем с краткого изложения современного статуса теории ЭСВ и постараемся ответить, почему вопросы прецизионной проверки стандартной теории так актуальны в настоящее время. Последующие разделы будут посвящены изложению основ математического аппарата, используемого для прецизионных расчетов в теории ЭСВ, обсуждению результатов теоретического и экспериментального изучения ряда основных процессов электрослабого взаимодействия частиц.

2. Теоретический статус стандартной теории

Стандартная теория взаимодействий частиц в своем современном виде представляет собой достаточно формальное объединение квантовой хромодинамики (КХД), основанной на ненарушенной калибровочной группе $SU(3)_c$ и единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий Глэшоу - Салама - Вайнберга, основанной на спонтанно-нарушенной группе $SU(2)_L \otimes U(1)^{I'}$.

В рамках группы $SU(2)_L \otimes U(1)$ объединение двух взаимодействий, электромагнитного и слабого понято настолько глубоко, что сейчас уже следует говорить не о четырех фундаментальных взаимодействиях: гравитационном, слабом, электромагнитном и сильном, а о трех - гравитационном, электрослабом и сильном.

Напротив, объединение

$$SU(3)_c \otimes [SU(2)_L \otimes U(1)]$$

имеет лишь смысл математического прямого произведения двух групп, за которым не кроется глубокое внутреннее единство сильного и электрослабого взаимодействий. Попытки объединить сильное и электрослабое взаимодействие до сих пор не были удачными.

Стандартная $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)$ -теория адекватна современным данным в том смысле, что КЭД описывает сильные взаимодействия глюонов и кварков, а $SU(2)_L \otimes U(1)$ электрослабые взаимодействия лептонов, калибровочных бозонов и кварков. Удивительно, что теория действительно описывает все наблюдаемые явления за исключением тех, которые связаны с проявлением гравитационного взаимодействия. Уже один этот факт следует признать величайшим достижением фундаментальной физики за последние два десятилетия.

Тем не менее теоретики не удовлетворены современным статусом стандартной теории. Основные причины этого таковы:

1. Не ясен механизм объединения всех взаимодействий;
2. Не ясно, почему объединение слабого и электромагнитного взаимодействий произошло на масштабе масс $\sim M_W$, далеко от максимально возможных масс в природе ($M_{pl} \sim 10^{19}$ ГэВ) — так называемая проблема иерархий;
3. Теория не объясняет загадку повторения фермионных поколений;
4. Теория не может предсказать ни один из своих многочисленных параметров. Например, при $N_g = 3$ и безмассовых нейтрино в теории имеется 18 параметров $\alpha_s, g_{dem}, M_W, M_Z, M_t$, 9 фермионных масс m_f и 4 угла смешивания в матрице Кобаяши — Маскава. В этом смысле принято говорить, что теория громоздка.

Все эти недостатки, кроме громоздкости, были присущи и квантовой электродинамике, которая долгие годы считалась идеальной теорией — образцом будущих теорий. В ней нет объединения взаимодействий, она не может предсказать α и m_e, μ, τ . Однако, взяв эти параметры из опыта, она может дать сколь угодно точные предсказания для наблюдаемых величин в области своей применимости. Так, например, с учетом 1, 2, 3-петлевых квантовых поправок она дает замечательное согласие предсказания для $\beta_e - 2$ с его экспериментальным значением в пределах 8 знаков. Это согласие определенно показывает, что в своей области КЭД — адекватный природе теоретико-полевой расчетный аппарат, с помощью которого можно описать множество физических явлений в терминах небольшого числа взятых из опыта констант, сами значения которых остаются непредсказанными.

На такой же статус претендует сейчас и теория ЭСВ, а именно на сколь угодно точное описание всех электрослабых процессов в терминах некоторого числа взятых из опыта констант. Тот факт, что в теории ЭСВ таких констант стало гораздо больше, чем в КЭД — естественное от-

ражение сложности природы и расширения сферы действия теории. Она оперирует с калибровочными бозонами W , Z , со смешанными фермионами трех поколений – действительно существующими объектами природы. Как и КЭД, теория ЭСВ минимальна в своей сфере: в ней нет ничего лишнего, чего бы не было в природе (исключая пока не обнаруженный бозон Хиггса). Так что громоздкость и сложность этой теории вряд ли стоит ставить ей в упрек – это отражение сложности самой природы.

Как мы увидим в последующих лекциях в сфере действия теории ЭСВ в полной аналогии с КЭД все наблюдаемое можно выразить через одну константу связи α и массы всех частиц, вовлеченных в теорию. В этом смысле теория ЭСВ действительно выглядит как расширенная КЭД, в рамках которой с учетом квантовых эффектов (петлевых поправок) можно, в принципе, сколь угодно точно вычислить наблюдаемые величины. Экспериментальная проверка результатов таких вычислений является очевидно важнейшим тестом теории, как в свое время проверка предсказаний КЭД для $g_e - 2$ явилась её важнейшим тестом. По аналогии с лэмбовским сдвигом в КЭД мы будем называть эффекты петель в теории ЭСВ – электрослабыми радиационными сдвигами.

Обнаружение таких сдвигов в согласии с теоретическими предсказаниями будет окончательным триумфом теории ЭСВ, утвердит ее статус расширенной КЭД – расчетного теоретико-полевого аппарата, способного выразить наблюдаемые через множество констант (α_{em} , массы), сами значения которых остаются, однако, непредсказанными. Очевидная важность этой задачи является первой из двух причин, объясняющих огромный интерес со стороны теоретиков и экспериментаторов к проблеме прецизионной проверки стандартной теории.

Нельзя не согласиться, однако, что даже после такого подтверждения необходимо будет признать, что теория ЭСВ является весьма скромным шагом вперед на пути к Единой Теории Материи. По существу, лишь примирение наличия массы бозонов с калибровочной инвариантностью – единственно новая идея по сравнению с КЭД. Но и за это пришлось заплатить возникновением проблемы иерархий. Конечно, не вызывает сомнения, что теория ЭСВ является низкоэнергетическим пределом более общей теории. Следует признать, однако, что на сегодняшний день эксперимент не дает никаких указаний на то, как выйти за рамки стандартной теории.

Заметить признаки новой физики – главная экспериментальная задача сегодняшнего дня. Есть два основных пути поиска таких признаков: **первый** – ставить эксперименты при все более высоких энергиях в надежде прямо обнаружить новую структуру (новые частицы), **второй** – ставить прецизионные эксперименты в достигнутой области энергий в на-

дежде обнаружить новую физику косвенно по небольшим отклонениям измеренных величин от предсказаний стандартной теории. Как мы увидим ниже, новая физика действительно может быть обнаружена при доступных энергиях в прецизионных опытах. Это и есть вторая причина, объясняющая огромный теоретический и экспериментальный интерес к обсуждаемой проблеме.

3. Экспериментальный статус стандартной теории

В этом параграфе мы очень кратко рассмотрим экспериментальные данные по электрослабым взаимодействиям, имеющие отношение к обсуждаемой проблеме, полученные между Рочестерскими конференциями в Лейпциге (1984 г.) и Беркли (1986 г.). Мы остановимся на измерениях статических свойств W^- и Z^0 -бозонов (массы, ширины) и на измерении $\sin^2 \theta_w$ при низких энергиях - данных, которые будут существенно необходимы при последующем анализе.

На конференции по физике высоких энергий в Лейпциге в 1984 г. было сообщено о множестве так называемых аномальных явлений, не укладывающихся в рамки стандартной теории ^{/2-4/}. Только на одном черновском pp -коллайдере наблюдалось 8 таких явлений, в числе которых были радиационные Z^0 -распады, различные струйные аномалии, димьюны одного знака. Фактически все они не подтвердились в последующих сеансах и были проинтерпретированы в конце концов, либо как хвосты нормальных КЧД-распределений, либо как статистические флуктуации, либо как аппаратурные эффекты. Данные, представленные на конференциях последних двух лет, показали впечатляющее согласие свойств процессов рождения W^- и Z^0 -бозонов с предсказаниями стандартной теории ^{/5/}.

Ушли в небытие многие другие аномалии 84-85 гг. - резонанс $\chi(8300)$ ^{/6/}, аномальные события в РЕТРА ^{/7/}, отношение N_e/N_ν в экспериментах типа *beam-dump*, закрыта масса m_{ν_e} = 17 кэВ ^{/8,9/}, все большее число экспериментов сужает допустимый экспериментальный ИТЭФ интервал m_{ν_e} в области 17-40 эВ ^{/10/}. Не подтверждаются допускавшиеся экспериментами в Ле-Буже осцилляции реакторных антинейтрино.

Наконец, на конференции в Беркли сообщалось, что существование t -кварка в интервале масс 30-50 ГэВ не подтвердилось в последующих сеансах ^{/11/}.

Конечно, остается ряд необъясненных явлений: 4 события $UA1$, которые можно интерпретировать как рождение W и Z^0 с большими $p_T \sim O(M_w)$ в сопровождении двух струй ^{/11/}, димьюны одного знака в ν -реакциях ^{/4/} и некоторые другие.

Однако подавляющее большинство данных последних двух лет свидетельствуют в пользу стандартной теории. Таким образом, она выдержала проверку экспериментом и её статус еще более повысился.

На конференции в Беркли были представлены данные многих прецизионных экспериментов по измерению $\sin^2\theta_w$, новые данные коллабораций UA1 и UA2 по измерению масс и ширин W - и Z^0 -бозонов, новые измерения времен жизни мезонов, содержащих b - и c -кварки /II/.

Начнем с данных по $\sin^2\theta_w$. В разделе 5 мы введем определенное $\sin^2\theta_w$, удобное для анализа данных в любом порядке теории возмущений. Забегая вперед, заметим, что таковым является

$$\sin^2\theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \quad (I)$$

где M_W и M_Z - физические массы W - и Z^0 -бозонов. В приводимой ниже таблице I предполагается, что именно величина (I) экстрагируется из данных с помощью специально устроенной процедуры радиационных поправок. Любопытно сравнение данных двух конференций 1984 и 1986 гг., что наглядно показывает достигнутый в этой области прогресс /I2-I3/.

Как видно из таблицы I, наиболее значительный прогресс в определении $\sin^2\theta_w$ достигнут в экспериментах по глубоконеупругому $\nu p N$ -рассеянию /I4-I5/. Сдвиги в сторону общего среднего значения произошли и в экспериментах по упругому νp -рассеянию и в атомной физике.

Все же определенное беспокойство вызывает довольно значительное ($\approx 2\sigma$) расхождение последних прецизионных измерений $\sin^2\theta_w$ в нейтринных реакциях и измерений $\sin^2\theta_w$ из масс W - и Z^0 -бозонов в экспериментах UA1 и UA2 (см. таблицу 2).

Расхождение результатов измерений более чем на 2σ дает основание для сомнений в правильности оценки систематической ошибки эксперимента. Особое беспокойство вызывает тот факт, что это расхождение наблюдается в однотипных экспериментах, измеряющих одну и ту же величину, следовательно, у него не может быть физической причины и объяснение расхождения надо искать исключительно в процедуре анализа экспериментальных данных.

Как следствие этих расхождений мировые средние $\sin^2\theta_w$ 1984 и 1986 гг. различаются более чем на 2σ по статистической ошибке, и, по-видимому, им следует приписать систематическую ошибку $\sim 0,010$, которая полностью перечеркивает высокую статистическую точность среднего 1986 г.

В таблице 2 приведены данные по массам W - и Z^0 -бозонов, полученные в экспериментах ЦЕРНА, UA1 и UA2.

Таблица I

$\sin^2 \theta_w$ из разных экспериментов. Приведены данные, представленные на две последние Рочестерские конференции в Лейпциге (1984 г.) и в Беркли (1986 г.)

Процесс	Характерное Q^2 ГэВ ²	1984	1986
W, Z - физика	10^4	$.221 \pm 0,007$	$0,232 \pm 0,004 \pm 0,008$ ($M_w, UA2$) $0,230 \pm 0,022$ ($M_w, M_z, UA2$) $0,194 \pm 0,031$ ($M_w, M_z, UA1$)
e^+e^- νN	10^3 $10^2 - 10^3$	$.18 \pm 0,02$ $.224 \pm 0,007$	CDHS: $0,225 \pm 0,013$ ($m_c - 1,5$) \pm $\pm 0,005$ (exp) $\pm 0,003$ (th) CHARM: $0,236 \pm 0,012$ ($m_c - 1,5$) \pm $\pm 0,005$ (exp) $\pm 0,003$ (th) CCFR: $0,239 \pm 0,008 \pm 0,011$ (th) FMM: $0,244 \pm 0,012 \pm 0,013$ (th) ($m_c = 1,5 \pm 0,4$ GeV for CCFR and FMM) $0,23 \pm 0,003 \pm 0,006$ (th)
μN	10^2	$0,220 \pm 0,030$	нет новых данных
$\nu p \rightarrow \nu p$	10^0	$0,260 \pm 0,030$	$0,220 \pm 0,016$ $+0,023$ $-0,031$
ed	10^0	$0,218 \pm 0,014$	нет новых данных
$\nu e \rightarrow \nu e$	10^{-2}	$0,215 \pm 0,30$	$0,212 \pm 0,023$
атомная физика	10^{-11}	$0,190 \pm 0,040$	$0,230 \pm 0,030$
Мировое среднее		$0,219 \pm 0,004 \pm$ $\pm 0,010$	$0,227 \pm 0,003 \pm 0,006$ (exp) (th)

Таблица 2
Массы W- и Z⁰-бозонов

		$\leq 1983, 136 \text{ нб}^{-1}$	$\leq 1984, -450 \text{ нб}^{-1}$	$\leq 1985, \sim 800 \text{ нб}^{-1}$
UAI	M_W (ГэВ)	$80,9 \pm 1,5 \pm 2,4$	$83,5 \pm 1,1 \pm 2,7$	1. $82,7 \pm 1,0 \pm 2,7$
	M_Z (---)	$95,6 \pm 1,5 \pm 2,9$	$93,0 \pm 1,4 \pm 3,0$	2. $93,1 \pm 1,0 \pm 3,1$
	$M_Z - M_W$ (---)	$14,7 \pm 2,1 \pm 0,4$	$9,9 \pm 2,0 \pm 3$	3. $10,4 \pm 1,4 \pm 1,8$
	$\sin^2 \theta_W$	$0,284 \pm 0,035$	$0,194 \pm 0,03$	4. $0,211 \pm 0,025$
	$\sin^2 \theta_W(M_W)$	$0,228 \pm 0,008 \pm 0,014$	$0,214 \pm 0,005 \pm 0,015$	5. $0,218 \pm 0,005 \pm 0,014$
	ρ	$0,928 \pm 0,038 \pm 0,016$	$1,020 \pm 0,037 \pm 0,011$	6. $1,009 \pm 0,028 \pm 0,020$
UA2	M_W (ГэВ)	$81,0 \pm 2,5 \pm 1,3$	$81,2 \pm 1,1 \pm 1,3$	$80,2 \pm 0,6 \pm 1,3$
	M_Z (---)	$91,9 \pm 1,3 \pm 1,4$	$92,5 \pm 1,3 \pm 1,5$	$91,5 \pm 1,2 \pm 1,7$
	$M_Z - M_W$ (---)	$10,9 \pm 2,8 \pm 0,2$	$11,3 \pm 1,8 \pm 0,2$	$11,3 \pm 1,3 \pm 0,8$
	$\sin^2 \theta_W$	$0,223 \pm 0,053$	$0,229 \pm 0,030$	$0,232 \pm 0,025 \pm 0,010$
	$\sin^2 \theta_W(M_W)$	$0,228 \pm 0,014 \pm 0,007$	$0,227 \pm 0,006 \pm 0,007$	$0,232 \pm 0,003 \pm 0,008$
	ρ	$1,006 \pm 0,052 \pm 0,010$	$0,996 \pm 0,024 \pm 0,009$	$1,001 \pm 0,028 \pm 0,006$

$$1) \sin^2 \theta_W(M_W) = \left(\frac{38,66}{M_W} \right)^2,$$

$$2) \rho = M_W^2 / M_Z^2 \cos^2 \theta_W(M_W).$$

Из рассмотрения таблицы 2 можно сделать следующие заключения:

1. В измерениях масс на коллайдере $p\bar{p}$ ЦЕРНА доминируют систематические ошибки (общая нормировка шкалы калориметров плохо известна).

2. Имеется расхождение данных $UA1$ и $UA2$, выходящее за пределы статистики, но находящееся в пределах систематики.

3. Качество данных, по-видимому, ещё не достигло такого уровня, когда измерения можно назвать "прецизионными".

Как известно, предполагается существенно улучшить как параметры $p\bar{p}$ - коллайдера ЦЕРНА (введение системы $ACOL$, позволяющей достигнуть за два года интегральной светимости 10000 нб^{-1}), так и характеристики $UA1$ - и $UA2$ -детекторов. Однако ожидается, что ошибку в общей нормировке шкалы в детекторе $UA2$ удастся понизить лишь до величины $0,8 - 0,9 \text{ ГэВ}$ и лишь в измерении отношения M_W/M_Z удастся достичь высокой точности $\pm 0,003 \text{ (stat)} \pm 0,002 \text{ (syst)}$, поскольку это отношение в значительной мере свободно от неопределенностей нормировки шкалы.

Как хорошо известно, прецизионные измерения обеих масс W и Z^0 бозонов или $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ вместо одной из масс, позволяют сделать вывод о справедливости теории ЭСВ на уровне радиационных поправок $/16-21/$.

Напомним, что электрослабые радиационные поправки модифицируют известное соотношение

$$M_W \sin \theta_W = A_0 (= 37,281 \text{ ГэВ}) \xrightarrow{RC} A (= 38,66 \text{ ГэВ}) \quad (2)$$

$$\text{(или } M_Z \sin \theta_W \cos \theta_W = A_0 \xrightarrow{RC} A), \quad A = A_0 (1 - \Delta\Gamma)^{-1/2}$$

Связь между M_Z и $\sin^2 \theta_W$ графически представлена на рис. 1 при $\Delta\Gamma = 0$ (без поправок) и при $\Delta\Gamma \neq 0$ (с учетом электрослабых поправок). Электрослабый радиационный сдвиг $\Delta A = A - A_0$, $\Delta A/A_0 \approx 3,5\%$ обязан главным образом изменению "бегущей" константы $\alpha(0) = 1/137 \rightarrow \alpha(M_Z^2) = 1/128 \text{ } /17,20/$.

Настоящие данные, однако, недостаточно точны, чтобы увидеть этот электрослабый сдвиг в переменных $(M_Z, \sin^2 \theta_W)$, рис. 1, как из-за ошибок в $\sin^2 \theta_W$, так и из-за больших систематических ошибок в M_W и M_Z . Поскольку разность $M_Z - M_W$ может быть измерена с существенно меньшей систематической ошибкой, интересно посмотреть на электрослабый сдвиг в переменных $(M_Z, M_Z - M_W) \text{ } /18/$. Уравнение (2) можно тривиально разрешить относительно M_W :

$$M_W = M_Z \left[\left(1 + (1 - 4A^2/M_Z^2)^{1/2} \right) / 2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

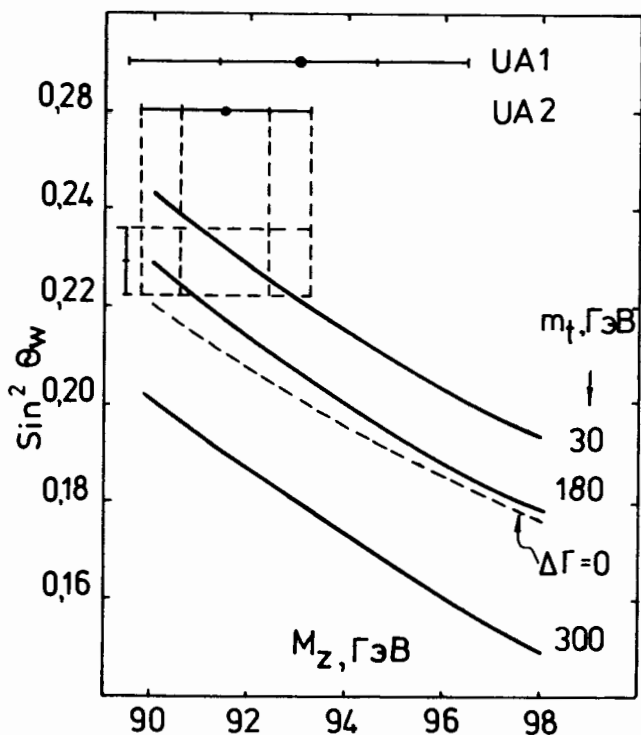


Рис. I

составить, с помощью (3) исключив разность

$$M_Z - M_W = M_Z \left\{ 1 - \left[\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4A^2}{M_Z^2} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \right\} \quad (4)$$

и изобразить её графически при $\Delta\Gamma = 0$ и при $\Delta\Gamma \neq 0$.

Как видно из рис. 2, при данном M_Z разность $M_Z - M_W$ на 1-1,3 ГэВ больше с учетом поправок, чем без их учета. На рис. 2 видно также, что существующие ошибки ещё не позволяют увидеть радиационный сдвиг и в переменных (M_Z , $M_Z - M_W$).

В терминах $\Delta\Gamma$ последнее утверждение выглядит следующим образом:

$$\Delta\Gamma^{theor} = 0,0711 \pm 0,011 \pm 0,0007, \quad (5)$$

$$\Delta\Gamma^{exp} = 0,105 \pm 0,077 \pm 0,029, \quad (6)$$

т.е. ошибки в эксперименте ещё настолько велики, что не позволяют увидеть статистически значимое отличие $\Delta\Gamma$ от нуля.

При улучшении систематики (до 0,8 - 0,9 ГэВ в M_Z) статистика UA1- и UA2 - экспериментов после запуска системы ACOL позволит измерить радиационный сдвиг на уровне 2-3 σ . На рис. 2 этот вывод иллюстрируется изображением центральной точки UA2,

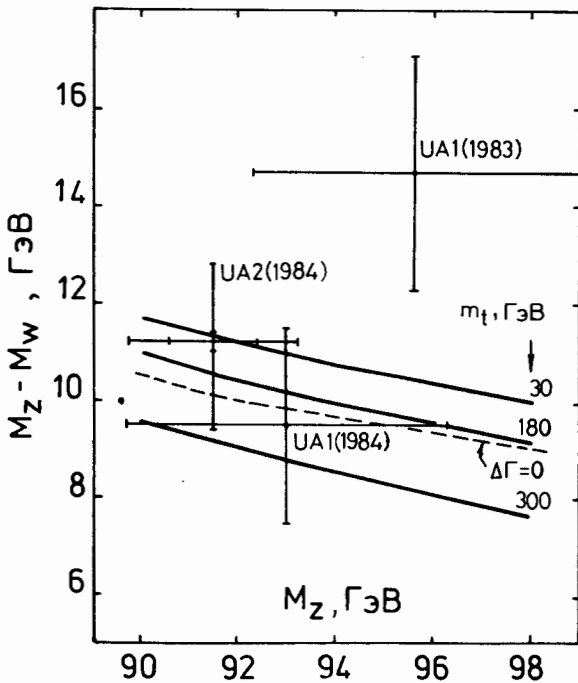


Рис. 2

которой приписаны существующие систематические ошибки из M_Z и $M_Z - M_W$.

Весьма важны для прецизионных тестов теории данные по ширине W^- и Z^0 -бозонов и по числу легких нейтрино (поколений?) в теории. Результаты экспериментов UA1 и UA2 по этим измерениям сведены в таблицу 3.

Напомню, что $\Gamma_Z(\text{direct})$ определяется непосредственно в результате подгонки точек в распределении событий Z^0 -распадов по M_Z брейт-вигнеровской кривой с шириной

Γ_Z . Ширина $\Gamma_Z(\text{indirect})$

определяется с помощью следующего приема. Непосред-

ственно измеряемое отношение R наблюдаемого числа распадов $W \rightarrow e\nu_e$ и $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, подправленное на акцентанс установки, очевидно равно

$$R = \frac{N(W \rightarrow e\nu_e)}{N(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} = \frac{\sigma^{W^+W^-} B(W \rightarrow e\nu_e)}{\sigma^{Z^0} B(Z^0 \rightarrow e^+e^-)} = \frac{\sigma^{W^+W^-} \Gamma(W \rightarrow e\nu_e) \Gamma_{Z^0}}{\sigma^{Z^0} \Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \Gamma_W} \quad (?)$$

Отношение парциальных ширин $\Gamma(W \rightarrow e\nu_e) / \Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-)$ с хорошей точностью можно взять из стандартной теории. Отношение сечений рождения W^- и Z^0 -бозонов $\sigma^{W^+W^-} / \sigma^{Z^0}$ можно вычислить в рамках пертурбативной КХД. При этом, как утверждается ^[22], сокращается большинство теоретических неопределенностей и результат может быть найден с точностью $\lesssim 7\%$. Предположив, наконец, что Γ_W правильно описывается стандартной теорией при $N_f = 3$ (т.е. если и есть, например, заряженные фермионы 4-го поколения, то они настолько тяжелы, что W^- -бозон не может на них распадаться), можно найти $\Gamma_Z(\text{indirect})$ из экспериментального измерения величины R . При этом, как видно из таблицы 3, для Γ_Z получается во много раз более высокая точность, чем в первом методе.

Таблица 3
Ширина Z^0 -бозона

		Данные 1983 г.	Суммарные дан- ные 1983-1984 гг.
UA1	Γ_Z (direct)	$< 8,5$ ГэВ	$< 8,3$ ГэВ
	ΔN_ν (direct)	< 36	< 35
	ΔN_ν (indirect)	< 18	$-0,2^{+2,8}_{-2,2}$
UA2	Γ_Z (direct)	< 7 ГэВ	< 7 ГэВ
	ΔN_ν (direct)	< 25	< 25
	ΔN_ν (indirect)	< 6	2 ± 2

Ограничение на дополнительное число возможных нейтрино ΔN_ν получается преобразованием Γ_Z в верхний предел Γ_Z^{**} на некотором уровне достоверности, тогда для верхнего предела ΔN_ν очевидно имеем на том же уровне достоверности

$$\Delta N_\nu = N_\nu - 3 = \frac{\Gamma_Z^{**} - \Gamma_Z^{**}(N_\nu = 3)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu})} \quad (8)$$

После запуска системы ACOL в ЦЕРНе следует ожидать значительно-го прогресса в измерении ширины Z^0 -бозона косвенным методом.

Подведем некоторые итоги. Новые данные 1984-1986 гг. обеспечили существенный прогресс в уточнении масс и ширин W - и Z^0 -бозонов. Общая статистика экспериментов $\sim 600 W$ - распадов и $\sim 100 Z^0$ - распадов. Статистическая ошибка в определении масс составляет ~ 1 ГэВ, а в определении Γ_Z (indirect) $\sim 0,7$ ГэВ. Эксперимент UA1 выделил канал распада $W \rightarrow \tau \nu_\tau$ [5] и имеет 3 кандидата в $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$. Данные согласуются с $e\mu\tau$ - универсальностью. Данные по Γ_Z (indirect) совместно с другими измерениями дают ограничение

$$N_\nu \leq 4. \quad (9)$$

Общее мнение людей, пишущих сейчас обзоры по теории ЭСЗ [23-32], её современный статус очень высок. Тем не менее нельзя не согласиться, что время прецизионных измерений ещё не пришло. Наши надежды на прецизионную физику связаны с начавшимся летом 1986 года экспериментом SCHARM-11 в ЦЕРНе и главным образом с экспериментами на e^+e^- - ускорителях в области Z^0 - резонанса (SLC, LEP). Круг проблем, связанных с этими экспериментами, будет подробно рассмотрен в этих лекциях.

4. Перенормировка в КЭД

Основой вычисления электрослабых радиационных поправок в теории ЭСВ является процедура перенормировок, которая, как мы увидим ниже, проводится в полной аналогии с перенормировкой в КЭД. В лекциях элементарного уровня представляется разумным напомнить основные физические идеи перенормировки в КЭД – простейшей из теорий поля. Это поможет нам также ввести относящуюся к делу терминологию.

Лагранжиан КЭД, полученный в результате калибровочного преобразования (удлинение производной) имеет вид

$$L = -\bar{\Psi} \gamma_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \Psi - m \bar{\Psi} \Psi - \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} + ie \bar{\Psi} \gamma_{\alpha} \Psi A_{\alpha}. \quad (10)$$

В выражении (10) Ψ и A_{α} – операторы электронного и фотонного полей;

$F_{\alpha\beta} = \partial A_{\beta} / \partial x_{\alpha} - \partial A_{\alpha} / \partial x_{\beta}$ – тензор электромагнитного поля;

γ_{α} – эрмитовские матрицы Дирака,

m – параметр, имеющий размерность массы,

e – безразмерная константа связи.

КЭД не может предсказать численные значения констант m и e . Она должна взять их из опыта. Основная проблема перенормировки состоит в том, как правильно вставить экспериментальную информацию о m и e в лагранжиан (10). Можно ли рассматривать в (10) m и e как физически измеренные величины массы и заряда? Пусть m измерена в каком-либо эксперименте и в выражение (10) мы вставляем её численное значение. Как измерить e ? Единственный способ – сопоставить какому-либо измеренному сечению (мере вероятности взаимодействия) теоретическую формулу, вычисленную с помощью лагранжиана (10) по теории возмущений.

Пусть, например, это будет сечение рассеяние электрона в кулоновском поле, и мы начнем с вычисления сечения в низшем порядке теории возмущений: (LO) (см. рис. 3).

Мы предположили, что m уже известно, поэтому из уравнения

$$\sigma_{th}^{LO}(e, m) = \sigma_{exp} \quad (11)$$

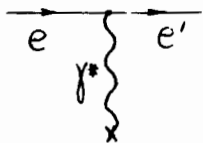


Рис. 3.

можно определить численное значение e . Уравнение (11) осмысленно, так как при вычислении в низшем порядке (в древесном или борновском приближении) σ_{th}^{LO} не содержит расходимостей.

Итак, мы вставили m и e в (10)

из эксперимента, однако последняя величина (обозначим ее e_{exp}) вставлена с использованием формул низшего приближения теории возмущений, поэтому такая процедура может не обладать необходимой точностью. Попробуем уточнить процедуру извлечения e , включив следующий порядок теории возмущений, NO , в который дают вклад диаграммы

$$\tilde{\sigma}_{th}^{NO}(e, m) = \left(\text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} + \text{diagram 4} \right) *$$

Рис. 4

На первый взгляд может показаться, что по аналогии с уравнением (II) уточненное значение e_{NO} есть решение уравнения

$$\tilde{\sigma}_{th}^{LO}(e_{NO}, m) + \tilde{\sigma}_{th}^{NO}(e_{NO}, m) = \sigma_{\text{exp}}. \quad (I2)$$

Вычисления, однако, показывают, что как отдельные вклады диаграмм рис. 4, так и вся сумма расходится и математически бессмысленна, поэтому e_{NO} нельзя вычислить из (I2).

Таким образом, m и e можно трактовать как физическую массу и заряд только, если мы работаем в низшем порядке теории возмущений, а переходя к расчетам в следующих порядках, надо что-то изменить.

Нетрудно увидеть, что противоречиво в нашем подходе. Мы трактовали m в (II) как экспериментально измеренную величину. Однако диаграммы следующего порядка затрагивают внешние линии, асимптотические *in* и *out* состояния,

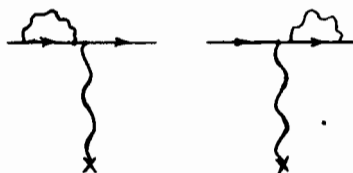


Рис. 5

т.е. меняют массу m . Чтобы предотвратить изменение взятой из опыта массы, вставляемой в некий лагранжиан, необходимо обеспечить, чтобы любые петлевые вставки в любые внешние линии были бы равны нулю. Но в рассматриваемом примере нам нечем скомпенсировать вклад диаграмм рис. 5, так как лагранжиан (10) в порядке e^3 не генерирует никаких других вкладов на внеш-

них линиях, кроме изображенных на рис. 5. Как мы увидим чуть позже, единственный выход из этой трудности состоит в том, чтобы отказаться от трактовки m и e в (10) как взятых из опыта величин. В этот момент уместно отметить, что расходимость диаграмм рис. 4 не есть причина для такого отказа. Если бы они были конечными, все раб-

но лагранжиан (10) с физическими параметрами был бы неверен, так как диаграммы рис. 5 меняли бы массу, чего нельзя допустить, ибо m интерпретируется как физическая масса частицы в асимптотическом состоянии (вдали от места взаимодействия, на массовой поверхности).

Итак, лагранжиан (10) неверен независимо от проблемы расходимостей. Единственный способ модифицировать его — это объявить все объекты в (10) нефизическими. Обозначим этот факт навешиванием индекса "0" на каждый объект в (10). Таким образом, мы вновь начинаем вычисления с абсолютно другого лагранжиана, построенного из нефизических полей и констант. Обычная терминология называет все объекты с индексом "0" "голыми" величинами, отвечающими фиктивному миру, в котором исключены все взаимодействия. (Смысл последнего утверждения будет ясен позже). Наша цель, однако, написать непротиворечивый лагранжиан, выраженный через физические поля и массы. Как связать, например, Ψ и Ψ_0 ? Простейшее преобразование объектов одинаковой размерности — масштабное. Попробуем проверить простейшую гипотезу: физические и нефизические объекты имеют разную шкалу, т.е. связаны посредством масштабного преобразования

$$\Psi_0 = Z_\psi^{1/2} \Psi, \quad (13)$$

где Z_ψ — безразмерная константа и степень 1/2 введена из соображений удобства.

Напишем подобные масштабные преобразования для всех объектов в (10):

$$m_0 = Z_m Z_\psi^{-1} m, \quad A_0 = Z_A^{1/2} A, \quad e_0 = Z_\psi^{-1} Z_A^{-1/2} Z_e e^*, \quad (14)$$

где опять-таки для удобства введены степени 1/2, либо выделены уже определенные ранее константы. Легко видеть, что число независимых масштабных Z — факторов в точности равно числу независимых полей + констант в теории. Вставляя (13) и (14) в (10), находим

$$L = -(Z_\psi^{1/2})^2 \bar{\Psi} \gamma_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \Psi - (Z_A^{1/2})^2 \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} - Z_m Z_\psi^{-1} (Z_\psi^{1/2})^2 \bar{\Psi} \Psi m + i Z_\psi^{-1} Z_A^{-1/2} Z_e (Z_\psi^{1/2})^2 Z_A^{1/2} e \bar{\Psi} \gamma_\alpha \Psi A_\alpha = \quad (15)$$

* Мультипликативное введение Z — факторов не является единственным, однако имеет простой физический смысл масштабных преобразований.

$$= -Z_\psi \bar{\psi} \alpha \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \psi - Z_A \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} - Z_m \bar{\psi} \psi m + i Z_e e \bar{\psi} \gamma_\alpha \psi A_\alpha. \quad (16)$$

Из выражения (16) сразу становится ясно, зачем мы вводили корни и умножали или делили вновь вводимые константы на введенные ранее: в результирующем выражении (16) каждый член лагранжиана умножается на свою константу Z , что позволяет придать им простой физический смысл.

Сделаем два замечания:

1). Лагранжиан (16) выражен опять через физические поля и константы связи. Однако он содержит также четыре новых константы Z_i , называемых ренормализационными константами (или константами перенормировки), и в этом смысле является более богатым объектом, чем лагранжиан (10).

2). Новый лагранжиан (16) совпадает со старым (10), когда все $Z_i = 1$.

С помощью ренормализационных констант легко обеспечить неизменность физических констант петлевыми вкладками, при этом мы одновременно вычислим Z_i и разрешим проблему расходимостей. Таким образом, достаточно очевидно, что возникновение расходимостей при вычислении вклада диаграмм рис. 4 следует рассматривать не как дефект теории, а лишь как указание на неправильные действия в рамках хорошей теории. С помощью лагранжиана (16) можно будет вычислять наблюдаемые, если мы сможем вычислить Z_i . Однако обычно употребляется термин "фиксировать ренормализационные константы", а не "вычислять их", имея в виду, что формально результирующие выражения для Z_i бесконечны. Для придания математического смысла расходящимся выражениям используют различные регуляризации, т.е. параметризации бесконечностей. Например, в размерной регуляризации вычисления проводят в пространстве размерности $4 - \epsilon$, где все выражения формально конечны. Можно, однако, действовать иначе. Можно выразить Z_i с помощью условий их фиксации и выписать вклад всех диаграмм, генерируемых лагранжианом (16) в амплитуду некоторого физического процесса. Тогда полная амплитуда будет конечной, не содержащей ультрафиолетовых расходимостей.

Возникает ситуация, аналогичная той, что создается при вычислении интеграла

$$\int_1^\infty \frac{dx}{x} - \int_1^\infty \frac{dx}{x+1} = \int_1^\infty \frac{dx}{x(x+1)} = \ln 2, \quad (17)$$

$$\ln 1 - \ln \frac{1+1}{2} = \ln (2/2) = \ln 2,$$

123648

когда каждый из членов разности расходится, но вся разность в целом конечна. Ещё раз подчеркнем, что при правильно фиксированных Z_i лагранжиан (16) генерирует ультрафиолетово-конечные амплитуды, и лишь только потому, что мы привыкли иметь дело со вкладками отдельных диаграмм, вычисляемых по правилам Фейнмана, мы вынуждены прибегать к регуляризации - параметризации бесконечностей. Учитывая сказанное, мы не будем делать разницы между фиксацией и вычислением ренормализационных констант. Приступим теперь к вычислению Z_i .

Исключительно для удобства выполним тождественное преобразование

$$L(Z_i) \equiv L(Z_i) - L(1) + L(1) \equiv L_{ct}(Z_i) + L(1). \quad (18)$$

Здесь символ "1" обозначает, что все Z_i положены равными 1, а индекс "ct" обозначает "контрчлен".

Нарисуем снова все диаграммы, порождаемые лагранжианом (9) в порядке e^3 . Так как $L(1)$ имеет абсолютно тот же вид, что и лагранжиан (1), то в порядке e^3 (или в однопетлевом приближении) он порождает уже известные диаграммы рис. 4.

Чтобы понять, какие диаграммы порождает $L_{ct}(Z_i)$, напомним его в явном виде

$$L_{ct}(Z_i) = - (Z_\psi - 1) \bar{\psi} \gamma_\alpha \frac{\partial}{\partial \chi_\alpha} \psi - (Z_m - 1) \bar{\psi} \psi m - (Z_A - 1) \frac{1}{4} F_{\alpha\beta} F_{\alpha\beta} + ie (Z_e - 1) \bar{\psi} \gamma_\alpha \psi A_\alpha. \quad (19)$$

Так как полный лагранжиан есть сумма $L_{ct}(Z_i) + L(1)$, найдутся диаграммы, порождаемые произведением

$$L_{ct}(Z_i) \cdot L(1). \quad (20)$$

Рассмотрим один член в произведении (20)

$$\left[- (Z_\psi - 1) \bar{\psi} \gamma_\alpha \frac{\partial}{\partial \chi_\alpha} \psi - (Z_m - 1) \bar{\psi} \psi m \right] ie \bar{\psi} \gamma_\alpha \psi A_\alpha. \quad (21)$$

Свертке фермионных полей $\bar{\psi} \psi$ отвечает диаграмма

$$\overbrace{ie\bar{\psi}\alpha_x\psi \bar{\psi}[-i(z_\psi-1)\hat{K}-(z_m-1)m]\psi} \quad (22)$$

Эта диаграмма зависит от двух произвольных (т.е. пока не фиксированных) констант z_ψ и z_m . Нетрудно показать, что они могут быть выбраны таким образом, чтобы сумма

$$\text{[Diagram: a horizontal line with a loop on top] } + \text{[Diagram: a horizontal line with a cross on top]} = 0. \quad (23)$$

При этом необходимы и достаточны именно две константы. Т.е. $h_{ct}(z_i)$ как раз и порождает те дополнительные диаграммы, с помощью которых мы имеем возможность наложить необходимое физическое условие (23), обеспечивающее неизменность физической массы m петлевыми вкладками в данном порядке теории возмущений. Из уравнения (23) нетрудно получить явные выражения для двух из четырех констант лагранжиана (16).

Условие (23) называют иногда требованием перенормируемости внешних линий (линий на массовой поверхности). По этой причине ренормализационный подход, в котором требуется выполнение этого условия, называется схемой перенормировки на массовой поверхности.

Точно таким же образом фиксируется ренормализационная константа Z_A

$$\text{[Diagram: a wavy line with a loop] } + \text{[Diagram: a wavy line with a cross] } = 0. \quad (24)$$

В этом случае, однако, поскольку фотон безмассовый $m_\gamma=0$, достаточно одной константы Z_A , чтобы удовлетворить требованию (24).

Чтобы фиксировать четвертую и последнюю константу Z_e необходимо воспользоваться физическим смыслом электрического заряда, так же, как мы воспользовались физическим смыслом массы частицы, фиксируя остальные константы.

В учебниках электрический заряд e обычно определяется как константа связи, входящая в сечение γe -рассеяния

$$\text{[Diagram: Compton scattering] } \quad (25)$$

при нулевой энергии падающего фотона

$$\sigma_{\gamma e}^{LO} \Big|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{8}{3} \pi r_0^2, \quad r_0 = \frac{\alpha}{m_e}. \quad (26)$$

Если мы определили α из σ^{lo} , то, по аналогии с фиксацией масс, можно потребовать неперенормируемость e , налагая условие

$$\text{---} \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \text{---} + \text{---} \begin{array}{c} \times \\ \text{---} \end{array} \text{---} = 0, \quad (27)$$

где все внешние линии находятся на массовой поверхности.

Условие (27) обеспечивает, что в любом порядке теории возмущений формфактор электрона

$$eF(q^2) \gamma_\mu = \text{---} \begin{array}{c} \text{---} \\ \text{---} \end{array} \text{---} \quad (28)$$

равен 1 при $q^2 = 0$, $F(0) = 1$.

Итак, мы фиксировали все ренормализационные константы и теперь любая амплитуда может быть вычислена, так как известны все константы лагранжиана (16).

Нарисуем ещё раз все однопетлевые диаграммы, порождаемые лагранжианом (16), опуская тривиальные нули (23) и (24), см. рис. 6.

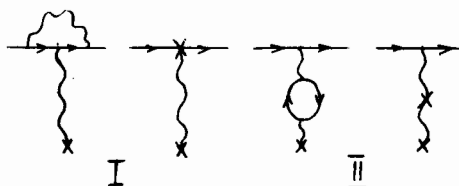


Рис. 6

Отметим, что вклады пар диаграмм I и II не равны 0, так как виртуальный фотон находится вне массовой поверхности.

Прямое вычисление диаграмм рис. 6 по правилам Фейнмана дает для всей суммы ультрафиолетово-конечный результат в порядке e^3 . Этот результат ещё содержит ин-

фракрасную расходимость, которая сокращается при добавлении вкладов диаграмм тормозного излучения реальных фотонов (см. раздел 7).

В завершение этого раздела сделаем несколько замечаний:

I. Все физические требования, использованные для фиксации ренормализационных констант, были наложены на массовой поверхности. С другой стороны, в S -матричном формализме состояния на массовой поверхности как раз и есть асимптотические *in* и *out* состояния, описывающие частицы, с которыми мы имеем дело в эксперименте. Таким образом, ренормализационная схема на массовой поверхности тесно связана как с S -матричным формализмом, так и с величинами, измеряемыми на опыте.

2. Как сразу видно из условий фиксации Z_i : (23), (24), (27), все ренормализационные константы имеют вид

$$Z_i = 1 + \alpha \alpha_1 + \alpha^2 \alpha_2 + \dots, \quad (29)$$

поэтому $L_{ct} \sim (Z_i - 1)$ имеет дополнительный порядок малости

α по сравнению с $L(1)$. Ограничиваясь низшим порядком или "выключая" все самодействия, имеем

$$L_0 = L(1), \quad (30)$$

при этом все объекты с индексом "0" равны физическим $\psi_0 = \psi$ и т.д. Это оправдывает терминологию, что L_0 построен из "голых" не взаимодействующих полей.

3. Подчеркнем еще раз, что число ренормализационных констант в точности равно числу независимых полей + число констант и совпадает с числом возможных физических условий фиксации.

4. Иногда случается, что некоторые ренормализационные константы равны друг другу. Так, в рассматриваемом нами примере

$$Z_\psi \equiv Z_e. \quad (31)$$

Это знаменитое тождество Уорда на языке констант перенормировки. Важно заметить, что в излагаемом подходе мы получаем тождества типа Уорда, как следствие физических требований фиксации, и, в принципе, можем "не замечать" их существования.

5. Процедура перенормировки присуща любой теории, которая не способна предсказать значения констант, с которыми она имеет дело и которые она вынуждена брать из опыта, т.е. любой теории, имеющей дело с апостериорной информацией.

6. В ренормируемой теории (т.е. в теории, в которой описанная процедура приводит к конечным амплитудам) любая амплитуда, в принципе, может быть вычислена в желаемом порядке теории возмущений. Коэффициенты разложения амплитуды в ряд по константе связи являются функциями лишь масс частиц и динамических (мандельштамовских) инвариантов (S, t, \dots). Очень удобно представление амплитуды через формфакторы. В рассматриваемом примере вклад всех диаграмм рис. 6. можно представить в виде

$$\bar{u} [\gamma_\mu F_1(q^2, m^2) + g_\mu F_2(q^2, m^2)] u, \quad (32)$$

где F_1 - электрический формфактор, а F_2 - а.м.м. индуцированные петлями. Формфакторы имеют вид ряда теории возмущений по α/π , т.е.

$$F_1(q^2, m^2) = 1 + \frac{\alpha}{\pi} f_1^{(1)}(q^2, m^2) + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 f_1^{(2)}(q^2, m^2) + \dots, \quad (33)$$

$$F_2(q^2, m^2) = \frac{\alpha}{\pi} f_2^{(1)}(q^2, m^2) + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 f_2^{(2)}(q^2, m^2) + \dots$$

где $f_i^{(j)}$ - некоторые явные функции своих аргументов.

5. Перенормировка в теории электрослабых взаимодействий

Основываясь на идеях и результатах предыдущего раздела, легко перейти к рассмотрению более сложной, чем КЭД, теории ЭСВ. Мы начнем изложение с обсуждения лагранжиана и будем считать, что его вывод либо известен (см., например, обзор /33/), либо примем его, как данный. Мы запишем лагранжиан после спонтанного нарушения калибровочной симметрии в так называемой унитарной калибровке (U -калибровка). В этой калибровке лагранжиан не содержит ни нефизических скалярных полей, ни духов Фаддеева-Попова. Любое поле, входящее в лагранжиан (36), отвечает физической частице, которая может быть на внешней линии, поэтому в U -калибровке очень просто выполнить перенормировку на массовой поверхности. Мы будем работать с минимальной $SU(2)_L \otimes U(1)$ -теорией, в которой хиггсовский сектор до спонтанного нарушения содержит лишь два C -сопряженных дублета. После спонтанного нарушения симметрии три скалярных степени свободы полностью уходят на генерацию масс калибровочных полей W^\pm, Z^0 , и только одна скалярная степень свободы проявляет себя в виде физического скалярного поля Хиггса с массой M_H . Мы запишем лагранжиан, используя все возникающие в $SU(2)_L \otimes U(1)$ между параметрами соотношения типа

$$\frac{e_0^2}{g_0^2} = 1 - \frac{M_{W_0}^2}{M_{Z_0}^2} \quad (34)$$

и другие, с помощью которых можно в качестве набора независимых констант в лагранжиан оставить следующие:

$$e_0, M_{W_0}, M_{Z_0}, M_H \text{ и } m_{f_0} - \text{массы всех фермионов теории.} \quad (35)$$

Опуская для краткости индекс "0", выпишем выражение для лагранжиана

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{EW} = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 - \sum_f \left[\bar{f}(\partial_\mu \gamma_\mu + m_f) f + ie Q_f \bar{f} \gamma_\mu f A_\mu \right] \\ & - \frac{1}{2} |\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu|^2 - M_{W_0}^2 |W_\mu|^2 - \frac{1}{4} (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)^2 - \frac{1}{2} M_{Z_0}^2 Z_\mu^2 \\ & + \frac{i}{2\sqrt{2}} \frac{e}{(1-R)^{1/2}} \sum_{f_i, f_j} \left[\bar{f}_i^u \gamma_\mu (1+\gamma_5) K_{ij}^d f_j^d W_\mu^+ + \bar{f}_i^d \gamma_\mu (1+\gamma_5) K_{ij}^+ f_j^u W_\mu^- \right] \\ & + \frac{i}{4} \frac{e}{R^{1/2}(1-R)^{1/2}} \sum_f \bar{f} \left\{ \gamma_\mu S_f [1 - 4(1-R)Q_f] + S_f \gamma_\mu \gamma_5 \right\} f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +ie \left[\left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} Z_\nu - A_\nu \right] \left[W_\mu (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) - W_\mu^+ (\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu) + \partial_\mu (W_\mu W_\nu^+ - W_\nu W_\mu^+) \right] \\
& + e \left\{ \frac{1}{2(1-R)} W_\mu^+ W_\nu W_\rho W_\sigma^+ + \left[A_\mu - \left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} Z_\mu \right] \left[A_\nu - \left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} Z_\nu \right] W_\rho^+ W_\sigma^+ (\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma} \delta_{\nu\rho}) \right\} \\
& - \frac{1}{2} (\partial_\mu X)^2 - \frac{1}{2} M_X^2 X^2 - \frac{e}{2(1-R)^{1/2} M_W} \cdot \sum_f M_f \bar{f} f X \\
& - \frac{e M_W}{(1-R)^{1/2}} W_\mu^+ W_\mu X - \frac{e M_Z}{2(1-R)^{1/2}} Z_\mu^2 X \\
& - \frac{e^2}{4(1-R)} W_\mu^+ W_\mu X^2 - \frac{e^2}{8R(1-R)} Z_\mu^2 X^2 \\
& - \frac{e M_X^2}{4M_W(1-R)^{1/2}} X^3 - \frac{e^2 M_X^2}{32M_W^2(1-R)} X^4.
\end{aligned} \tag{36}$$

В (36) W_μ , Z_μ , A_μ - полевые операторы калибровочных бозонов W , Z , γ ; f^u и f^d - "up" и "down" фермионные поля $\begin{pmatrix} U \\ L^c \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}$ $U=u, c, t$, $S_{up} = +1$, $Q = S_f / |Q_f|$, $D=d, s, b$, $S_{down} = -1$, $|Q_f|$ - модуль доли электрического заряда фермиона.

X - скалярное поле, описывающее физическое поле Хиггса, $\langle f \rangle = 0$.

В (36) для сокращения введены обозначения

$$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial X_\mu} \quad \text{и} \quad R \equiv \frac{M_W^2}{M_Z^2}, \tag{37}$$

а также используется матричная форма записи в фермионном секторе

$f = \begin{pmatrix} f^u \\ f^d \end{pmatrix}$, где f^u есть столбец всех up-фермионов, а f^d - down, K - в общем случае недиагональная матрица, совпадающая в кварковом секторе с матрицей Кобаяши - Маскава, M_f , Q_f и S_f - соответствующие диагональные матрицы.

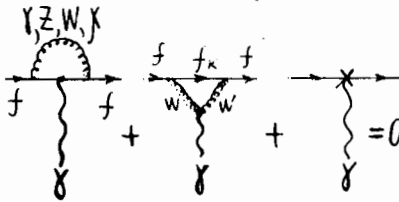
Учитывая (37) из (36), видим, что константа перед любым членом взаимодействия пропорциональна первой или второй степени e и некоторому фактору, зависящему от масс частиц теории. Так, например,

$$\begin{aligned}
\begin{array}{c} W \\ \text{---} \\ W \end{array} & \frac{e R^{1/2}}{(1-R)^2} = \frac{e M_W}{(M_Z^2 - M_W^2)^{1/2}}, \\
\begin{array}{c} f \\ \text{---} \\ f \end{array} & \frac{e^2}{R(1-R)} = \frac{e^2 M_Z^4}{M_W^2 (M_Z^2 - M_W^2)} \quad \text{и т.д.}
\end{aligned} \tag{38}$$

Таким образом, теория ЭСВ действительно представляет собой расширенную КЭД – теорию с одной константой взаимодействия e_0 , но с нетривиальной зависимостью вершин от масс частиц. Последнее есть следствие полной калибровочной инвариантности неабелевой теории и механизма Хиггса. Лагранжиан КЭД является куском лагранжиана (36). Следует особо подчеркнуть, то обстоятельство, что связь (34), называемая иногда условием объединения взаимодействий /33/, выражает через e_0 и массы не только "полуслабую" константу g_0 , но также и параметр $\sin^2 \theta_w = e^2/g^2$, который при данном выборе независимых параметров не является более независимой величиной. Для любой зависимой величины, например (37), следует использовать одинаковое название (и обозначение) как для "голых", так и для физических её значений, поскольку зависимая величина есть просто некоторая комбинация независимых. Поэтому сейчас наиболее распространенным определением параметра $\sin^2 \theta_w$ и является всего лишь название для комбинации физических масс W -и Z^0 -бозонов

$$\sin^2 \theta_w \equiv 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (39)$$

Набор параметров (35) не является однозначным. На заре обсуждаемой физики /34-37/ использовались другие наборы, например (M_W, g) , вместо (M_W, M_Z) /38-40/. Мы предпочитаем использовать массы, так как описанные в разделе 4 процедура перенормировки на массовой поверхности весьма проста и ясна по физическому смыслу и позволяет определить все ренормализационные константы, за исключением Z_e , которая фиксируется условием, обобщающим (27) со всевозможными однопетлевыми



$\int \int \gamma$ -вершинами. Интересно, что тождество Уорда, выполняется для всей суммы диаграмм рис. 7, причем оно выполняется для фермиона f с любым нецелым зарядом.

Другие отличия перенормировки в теории ЭСВ от КЭД обусловлены следующими обстоятельствами:

Рис. 7

- число независимых фермионных полей в два раза больше числа физических фермионов, поскольку мы должны различать между левыми и правыми фермионными проекциями, входящими в различные $SU(2)$ -мультиплеты: левые дублеты и правые синглеты;
- фермионные поля могут быть, в принципе, смешанными (в случае кварков это в самом деле так). В связи с этим введение ренормализацион-

ных констант в фермионном секторе теории – довольно деликатная работа, которая должна выполняться с большой осторожностью. Физическая суть состоит в том, что внешняя линия фермиона может выглядеть так, как показано на рис. 8.

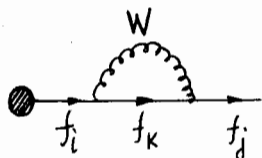


Рис. 8

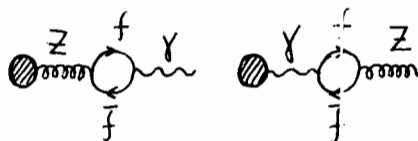


Рис. 9

Поэтому константы перенормировки фермионных полей должны иметь вид матриц $\sqrt{Z_f}$, каждый элемент $(\sqrt{Z_f})_{ij}$ которых обнуляет соответствующий петлевой вклад рис. 8. Аналогично возникает $Z\gamma$ -смешивание, в связи с чем также вводится матрица перенормировки полей \bar{Z} и γ , рис. 9.

Полный набор формул, связывающих нефизические поля и физические, т.е. формул, определяющих константы перенормировки, выглядит следующим образом^{/41/}:

$$\begin{aligned}
 f_{qL} &= \sqrt{Z_{fL}} f_L, & f_{qR} &= \sqrt{Z_{fR}} f_R, & m_{fo} &= [(Z_{fL}^k)^+]^{-1} Z_{m_f} (Z_{fR}^k)^{-1}, \\
 W_0 &= \sqrt{Z_W} W, & \begin{pmatrix} Z_0 \\ A_0 \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \sqrt{Z_Z} & 0 \\ \sqrt{Z_M} & \sqrt{Z_A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix}, & (40) \\
 \chi_0 &= \sqrt{Z_\chi} \chi, \\
 M_{W_0}^2 &= Z_{M_W} Z_W^{-1} M_W^2, & M_{Z_0}^2 &= Z_{M_Z} Z_Z^{-1} M_Z^2, & M_{A_0}^2 &= Z_{M_\chi} Z_\chi^{-1} M_\chi^2, \\
 e_0 &= Z_e Z_A^{-1/2} e.
 \end{aligned}$$

В формулах (40) $\sqrt{Z_{fL}}$ и $\sqrt{Z_{fR}}$ – матрицы с матричными элементами $(Z_{fL}^k)_{ij}$ и т.д., в матрице $Z\gamma$ -смешивания один из матричных элементов равен 0 – следствие того, что $m_\gamma = 0$. Тождества Уорда для полного набора диаграмм 7 при определении констант формулами (40) выглядит как $Z_e \equiv I$. Степени констант при перенормировке масс бозонов другие, чем при перенормировке фермионных масс из-за разного вида их массовых членов в лагранжиане. Правила перенормировки зависимых объектов получатся как следствие их определений, например,

$$R_0 = R \frac{Z_{Mw} Z^{-1}}{Z_{Mz} Z_z^{-1}} ; g_0 = \frac{e_0}{\sqrt{1-R_0}} = \frac{e Z_A^{-1/2}}{(1-R)^{1/2}} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R}\right)^{-1/2},$$

где $\delta R = R_0 - R$. Лагранжиан контрчленов L_{ct}^{EW} имеет вид

$$\begin{aligned} L_{ct}^{EW} = & -\frac{1}{4} (Z_f - 1) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 - \bar{f} \left(Z_{m_f} \frac{1-\delta_5}{2} + Z_{m_f}^+ \frac{1+\delta_5}{2} - m_f \right) f \\ & - \bar{f} \partial_\mu \chi_\mu \left[(\sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}} - 1) \frac{1+\delta_5}{2} + (\sqrt{Z_{fR}^+} \sqrt{Z_{fR}} - 1) \frac{1-\delta_5}{2} \right] f \\ & - i e Q_f \bar{f} \chi_\mu \left[(\sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}} - 1) \frac{1+\delta_5}{2} + (\sqrt{Z_{fR}^+} \sqrt{Z_{fR}} - 1) \frac{1-\delta_5}{2} \right] f A_\mu \\ & - \frac{1}{2} (Z_w - 1) |\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu|^2 - (Z_{Mw} - 1) M_w^2 |W_\mu|^2 \\ & - \frac{1}{4} (Z_z + Z_M - 1) (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)^2 - \frac{1}{2} (Z_{Mz} - 1) M_z^2 Z_\mu^2 \\ & - \frac{1}{2} Z_A^{1/2} Z_M^{1/2} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu) - \frac{1}{2} (Z_f - 1) (\partial_\mu \chi)^2 - \frac{1}{2} (Z_M - 1) M_f^2 \chi^2 \\ & + \frac{i}{2\sqrt{2}} \frac{e}{(1-R)^{1/2}} \bar{f}^L \chi_\mu (1+\delta_5) \left[\sqrt{Z_{uL}^+} K \sqrt{Z_{dL}} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-\frac{\delta R}{1-R})^{-1/2} - K \right] f^d W_\mu \\ & + \frac{i}{2\sqrt{2}} \frac{e}{(1-R)^{1/2}} \bar{f}^d \chi_\mu (1+\delta_5) \left[\sqrt{Z_{dL}^+} K \sqrt{Z_{uL}} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-\frac{\delta R}{1-R})^{-1/2} - K \right] f^u W_\mu \\ & + i \bar{f} \chi_\mu \left\{ -e Q_f Z_f^{-1/2} Z_M^{1/2} \left(\sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}} \frac{1+\delta_5}{2} + \sqrt{Z_{fR}^+} \sqrt{Z_{fR}} \frac{1-\delta_5}{2} \right) - e Q_f \frac{(1-R)^{1/2}}{R} \right\} \\ & \times \left[(\sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}} \frac{1+\delta_5}{2} + \sqrt{Z_{fR}^+} \sqrt{Z_{fR}} \frac{1-\delta_5}{2}) Z_{Mw}^{-1/2} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-\frac{\delta R}{1-R})^{-1/2} - 1 \right] \\ & + \frac{e}{4 R^{1/2} (1-R)^{1/2}} \left[\sqrt{Z_{fL}^+} \sqrt{Z_{fL}} Z_{Mw}^{-1/2} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-\frac{\delta R}{1-R})^{-1/2} - 1 \right] (1+\delta_5) \left\} f Z_\mu \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +ie \left\{ -(Z_w - 1)A_\nu + \left[Z_w \left(Z_z^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-R-\delta R)^{-1/2} (R+\delta R)^{1/2} - Z_A^{-1/2} Z_M^{1/2} \right) - \right. \right. \\
& \left. \left. - \left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} \right] Z_\nu \right\} \cdot \left[W_\mu (\partial_\mu W_\nu^+ - \partial_\nu W_\mu^+) - W_\mu^+ (\partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu) + \partial_\mu (W_\mu^+ W_\nu^+ - W_\nu W_\mu^+) \right] \\
& + \frac{e^2}{2(1-R)} \left[Z_w^2 Z_A^{-1} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1} - 1 \right] W_\mu^+ W_\nu W_\rho^+ W_\sigma (\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma} \delta_{\nu\rho}) \\
& + e^2 \left\{ (Z_w - 1)A_\mu A_\nu - \left[Z_w \left(Z_z^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-R-\delta R)^{-1/2} (R+\delta R)^{1/2} - Z_A^{-1/2} Z_M^{1/2} \right) \right. \right. \\
& \left. \left. - \left(\frac{R}{1-R} \right)^{1/2} \right] (Z_\mu A_\nu + Z_\nu A_\mu) + \left[Z_w \left(Z_z^{1/2} Z_A^{-1/2} (1-R-\delta R)^{-1/2} (R+\delta R)^{1/2} \right. \right. \right. \\
& \left. \left. - Z_A^{-1/2} Z_M^{1/2} \right)^2 - \frac{R}{1-R} \right] Z_\mu Z_\nu \left\} W_\rho^+ W_\sigma (\delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma} \delta_{\nu\rho}) \right. \\
& - \frac{e}{2M_w(1-R)^{1/2}} \bar{f} \left[\left(Z_{m_f} \frac{1-\gamma_5}{2} + Z_{m_f}^+ \frac{1+\gamma_5}{2} \right) Z_x^{1/2} Z_{M_w}^{-1/2} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1/2} - m_f \right] f \\
& - \frac{e M_w}{(1-R)^{1/2}} \left[Z_x^{1/2} Z_{M_w}^{-1/2} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1/2} - 1 \right] W_\mu^+ W_\mu X \\
& - \frac{e M_w}{2R(1-R)^{1/2}} \left[Z_x^{1/2} Z_{M_w}^{-1/2} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} Z_{M_z} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1/2} - 1 \right] Z_\mu^2 X \\
& - \frac{e^2}{4(1-R)} \left[Z_x Z_w Z_A^{-1} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1} - 1 \right] W_\mu^+ W_\mu X^2 \\
& - \frac{e^2}{8R(1-R)} \left[Z_x Z_A^{-1} Z_w Z_{M_w}^{-1} Z_{M_z} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1} - 1 \right] Z_\mu^2 X^2 \\
& - \frac{e M_f^2}{4M_w(1-R)^{1/2}} \left[Z_x Z_x^{1/2} Z_{M_w}^{-1/2} Z_w^{1/2} Z_A^{-1/2} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1/2} - 1 \right] X^3 \\
& - \frac{e^2 M_f^2}{32M_w^2(1-R)} \left[Z_x Z_x Z_A^{-1} Z_w Z_A^{-1} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R} \right)^{-1} - 1 \right] X^4. \tag{41}
\end{aligned}$$

Выражение (4I) для \mathcal{L}_{ct}^{EW} чрезвычайно громоздко. В первых трех строках легко распознать компактное выражение (I9) для КЭД, учитывая, что КЭД части \mathcal{Z}_{fk} и \mathcal{Z}_{fr} равны друг другу. Как уже неоднократно подчеркивалось, \mathcal{L}^{EW} минимален. Большинство полей, из которых он построен, уже открыто: γ, W, Z^0 , фермионы. Только бозон Хиггса пока не обнаружен. Как видно, в \mathcal{L}^{EW} очень много членов отвечают различным взаимодействиям и самодействиям поля Хиггса. Экспериментальная проверка этих членов лагранжиана весьма интересна. Как мы увидим ниже, очень точные измерения на Z^0 -полюсе чувствительны к вкладу некоторых из этих членов.

Отметим еще одну особенность лагранжиана (4I). В КЭД \mathcal{L}_{ct}^{QED} , формула (I9), содержит \mathcal{Z}_i лишь линейным образом. Выражение (4I) содержит нелинейности типа $(1 - \delta R / (1-R))^{-1/2}$ и т.п. Это следствие неабелевости теории и механизма Хиггса. При вычислении однопетлевого приближения все их следует линеаризовать, используя представления (29) для \mathcal{Z}_i в виде ряда теории возмущений по α . Линеаризация, например, $WW\chi$ - вершины в \mathcal{L}_{ct}^{EW} выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} & \mathcal{Z}_X^{1/2} \mathcal{Z}_{W_u}^{1/2} \mathcal{Z}_W^{1/2} \mathcal{Z}_A^{-1/2} \left(1 - \frac{\delta R}{1-R}\right)^{-1/2} - 1 \\ &= \frac{1}{2} (\mathcal{Z}_X - 1) + \frac{1}{2} (\mathcal{Z}_{W_u} - 1) + \frac{1}{2} (\mathcal{Z}_W - 1) - \frac{1}{2} (\mathcal{Z}_A - 1) + \frac{\delta R}{2(1-R)}. \end{aligned} \quad (42)$$

6. Однопетлевые амплитуды

Используя лагранжиан (36), (4I), можно рассчитать по правилам Фейнмана однопетлевое приближение амплитуды, в принципе, любого процесса взаимодействия частиц, вовлеченных в теорию ЭСВ. Большой интерес для современного эксперимента представляют четырехфермионные процессы в каналах заряженного (CC) и нейтрального (NC) токов.

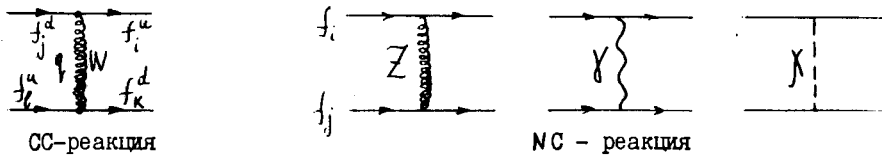


Рис. 10

К диаграмме CC-реакции сводятся процессы

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\mu && \text{(основа для теории)} \\ \tau &\rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau && \text{(см. раздел 8)),} \\ \nu_\mu e &\rightarrow \mu \nu_e, && \\ \nu_e \nu_\tau &\rightarrow \nu_e \nu_\tau && \text{(ГНР - нейтрино),} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 q_i \bar{q}_j &\rightarrow W \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \\
 e q_i &\rightarrow \nu_e q_j
 \end{aligned}
 \tag{43}$$

Ещё большее число экспериментально измеряемых процессов сводится к NC -реакции, например,

$$\begin{aligned}
 \nu_e e &\rightarrow \nu_e e, & e + e^- &\rightarrow \ell^+ \ell^- \\
 \nu_e q_i &\rightarrow \nu_e q_i, & &\rightarrow q \bar{q}, \\
 \ell q_i &\rightarrow \ell q_i, \\
 q \bar{q} &\rightarrow Z \rightarrow \ell^+ \ell^-.
 \end{aligned}
 \tag{44}$$

Около 10 лет тому назад мы начали систематическое изучение 4-фермионных процессов в однопетлевом приближении теории ЭСВ. Основы этого исследования опубликованы в двух статьях в "Nucl. Phys." в 1980 и 1982 годах /41/. Здесь мы кратко обсудим результаты работ, не вдаваясь в детали. Было показано, что амплитуды CC - и NC -реакций могут быть записаны в терминах формфакторов, аналогично представлению (32) в КЭД, причем для формфакторов могут быть получены достаточно общие выражения, без конкретизации вида фермиона на внешней линии (ν , ℓ , q). Эти общие формулы использовались нами при получении физических результатов для конкретных процессов, о которых мы расскажем в этих лекциях. В настоящее время мы всё ещё продолжаем применять общие формулы к конкретным физическим процессам (сейчас к процессам $e p$ -рассеяния и $e^+ e^-$ -аннигиляции).

Рассмотрим общий вид CC -амплитуды в однопетлевом приближении. В борновском приближении она имеет вид *

$$(M_{\text{cc}}^{CC})_{ijkl} = C_{jkle}^W \left(\delta_{\alpha\beta} + \frac{q_\alpha q_\beta}{M_W^2} \right) \chi_\alpha (1 + \gamma_5) \otimes \chi_\beta (1 + \gamma_5),
 \tag{45}$$

где

$$C_{jkle}^W = -i(2\pi)^4 \frac{e^2}{8(1-R)} \frac{K_{ij} K_{kl}^+}{q^2 + M_W^2},
 \tag{46}$$

* Правила Фейнмана для пропагаторов частиц в U -калибровке:

$$\begin{aligned}
 \text{V}^\beta & \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{\delta_{\alpha\beta} + q_\alpha q_\beta / M_V^2}{q^2 + M_V^2}, & \text{A}^\beta & \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{\delta_{\alpha\beta}}{q^2}, \\
 \text{F} & \frac{-1}{(2\pi)^4} \frac{q + im}{q^2 + m^2}, & \text{F} & \frac{-i}{(2\pi)^4} \frac{1}{q^2 + M_F^2}.
 \end{aligned}$$

а прямое произведение - сокращенная запись:

$$\bar{u}_i \Gamma_1 u_j \bar{u}_k \Gamma_2 u_l \Rightarrow \Gamma_1 \otimes \Gamma_2. \quad (47)$$

Для большинства практических задач массы фермионов в начальном и конечном состоянии удовлетворяют неравенству

$$m_i^2 \ll M_{W,Z}^2. \quad (48)$$

Вследствие уравнения Дирака $\hat{q}(1+\gamma_5) \approx \hat{q}(1+\gamma_5)/M_{W,Z}^2 \sim \frac{m^2}{M_{W,Z}^2}$, поэтому второй член в (45) можно отбросить, таким образом, СС-амплитуда имеет всего лишь одну неприводимую спиральную структуру

$$(M_{\text{об}}^{\text{CC}})_{ijkl} = C_{ijkl}^W \chi_\alpha(1+\gamma_5) \otimes \chi_\alpha(1+\gamma_5). \quad (49)$$

Однопетлевое приближение амплитуды СС-реакции (рис. 10) описывается диаграммами

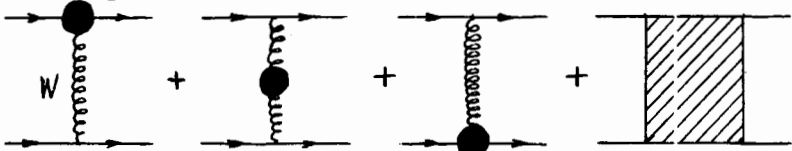


Рис. II

Здесь для сокращения введены обозначения

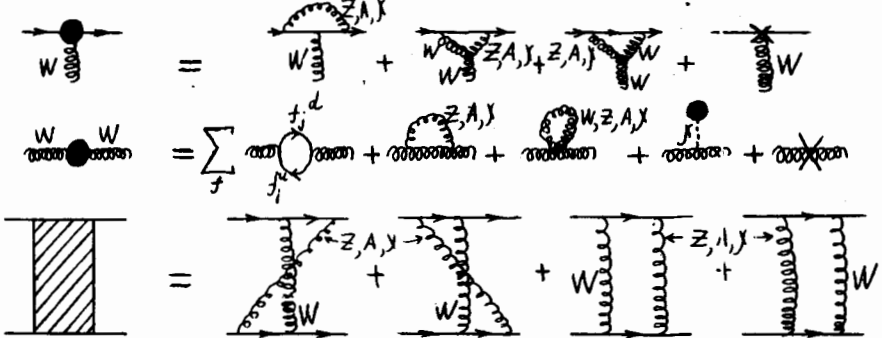


Рис. I2

Таким образом, ● обозначает полный набор однопетлевых диаграмм, возможных в теории, + соответствующая контрчленная диаграмма.

Прямое вычисление всех диаграмм по правилам Фейнмана (для вершин они почти непосредственно следуют из лагранжиана (36), (41), а для пропагаторов были приведены выше) в приближении (48) дает замечательно простой вид для амплитуды СС-процесса в однопетлевом

приближении

$$(M_{\mu}^{cc})_{ijkl} = (M_{oe}^{cc})_{ijkl} \mathcal{F}^w(s, t), \quad (50)$$

где

$$\mathcal{F}^w(s, t) = 1 + \frac{\alpha}{\pi} f_1^w(s, t; m_f, M_w, M_z, M_x, |Q_{ij}, s, e|) \quad (51)$$

- явная, ультрафиолетово-конечная функция констант теории, имеющая вид ряда возмущений по α/π - единственной константе связи в теории.

Немного более сложная ситуация имеет место для NC - амплитуды. Её древесное приближение выглядит следующим образом:

$$(M_o^{nc})_{ij} = C_{ij}^z [\chi_\alpha(1+\kappa_5) - 4(1-R)|Q_i| \chi_\alpha] \otimes [\chi_\alpha(1+\kappa_5) - 4(1-R)|Q_j| \chi_\alpha] + C_{ij}^A \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha + C_{ij}^X I \otimes I, \quad (52)$$

где

$$C_{ij}^z = -i(\epsilon\pi)^4 \frac{e^2 s_i s_j}{16R(1-R)} \frac{1}{q^2 + M_z^2} \quad Z - \text{обмен},$$

$$C_{ij}^A = -i(\epsilon\pi)^4 e^2 Q_i Q_j \frac{1}{q^2} \quad \gamma - \text{обмен}, \quad (53)$$

$$C_{ij}^X = i(\epsilon\pi)^4 \frac{e^2}{4(1-R)} \frac{m_i m_j}{M_w^2} \frac{1}{q^2 + M_x^2} \quad X - \text{обмен},$$

а однопетлевое (в приближении (48) диаграмма с обменом X - бозоном не дает вклада)

$$(M_{1e}^{nc})_{ij} = C_{ij}^z [\chi_\alpha(1+\kappa_5) \otimes \chi_\alpha(1+\kappa_5) \mathcal{F}_1^z(s, t) - 4(1-R)|Q_i| \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha(1+\kappa_5) \mathcal{F}_2^z(s, t) - 4(1-R)|Q_j| \chi_\alpha(1+\kappa_5) \otimes \chi_\alpha \mathcal{F}_3^z(s, t) + 16(1-R)^2 |Q_i| |Q_j| \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha \mathcal{F}_4^z(s, t)] + C_{ij}^A [\chi_\alpha \otimes \chi_\alpha \mathcal{F}_1^A(s, t) + \chi_\alpha \kappa_5 \otimes \chi_\alpha \kappa_5 \mathcal{F}_2^A(s, t)], \quad (54)$$

где все формфакторы, кроме \mathcal{F}_2^A , имеют вид, аналогичный (51), а \mathcal{F}_2^A не имеет "1", так как структура, перед которой он стоит, не

приближении

$$(M_{ik}^{cc})_{ijkl} = (M_{oe}^{cc})_{ijkl} \mathcal{F}^w(s, t), \quad (50)$$

где

$$\mathcal{F}^w(s, t) = 1 + \frac{\alpha}{\pi} f_1^w(s, t; m_f, M_w, M_z, M_x, |Q_{i,j}, \kappa, e|) \quad (51)$$

- явная, ультрафиолетово-конечная функция констант теории, имеющая вид ряда возмущений по α/π - единственной константе связи в теории.

Немного более сложная ситуация имеет место для $1/c$ - амплитуды. Её древесное приближение выглядит следующим образом:

$$(M_o^{nc})_{ij} = C_{ij}^z [\chi_\alpha(1+\kappa_5) - 4(1-R)|Q_i| \chi_\alpha] \otimes [\chi_\alpha(1+\kappa_5) - 4(1-R)|Q_j| \chi_\alpha] + C_{ij}^A \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha + C_{ij}^X I \otimes I, \quad (52)$$

где

$$C_{ij}^z = -i(\kappa\pi)^4 \frac{e^2 s_i s_j}{16R(1-R)} \frac{1}{q^2 + M_z^2} \quad z - \text{обмен},$$

$$C_{ij}^A = -i(\kappa\pi)^4 e^2 Q_i Q_j \frac{1}{q^2} \quad \gamma - \text{обмен}, \quad (53)$$

$$C_{ij}^X = i(\kappa\pi)^4 \frac{e^2}{4(1-R)} \frac{m_i m_j}{M_w^2} \frac{1}{q^2 + M_x^2} \quad X - \text{обмен},$$

а однопетлевое (в приближении (48) диаграмма с обменом X - бозоном не дает вклада)

$$(M_{ie}^{nc})_{ij} = C_{ij}^z [\chi_\alpha(1+\kappa_5) \otimes \chi_\alpha(1+\kappa_5) \mathcal{F}_1^z(s, t) - 4(1-R)|Q_i| \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha(1+\kappa_5) \mathcal{F}_2^z(s, t) - 4(1-R)|Q_j| \chi_\alpha(1+\kappa_5) \otimes \chi_\alpha \mathcal{F}_3^z(s, t) + 16(1-R)^2 |Q_i| |Q_j| \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha \mathcal{F}_4^z(s, t)] + C_{ij}^A [\chi_\alpha \otimes \chi_\alpha \mathcal{F}_1^A(s, t) + \chi_\alpha \kappa_5 \otimes \chi_\alpha \kappa_5 \mathcal{F}_2^A(s, t)], \quad (54)$$

где все формфакторы, кроме \mathcal{F}_2^A , имеют вид, аналогичный (51), а \mathcal{F}_2^A не имеет "1", так как структура, перед которой он стоит, не

содержится в древесной амплитуде (52). В таком случае говорят, что соответствующая структура индуцирована петлями.

В следующих разделах мы более подробно обсудим формфакторы однопетлевых амплитуд различных процессов, в которых и заключена вся физика прецизионных тестов теории ЭСВ. Пока же продолжим обсуждение процедуры вычисления сечений процессов в однопетлевом приближении.

7. Вклад тормозного излучения

Возводя амплитуды (50), (54) по модулю в квадрате, получаем сечение соответствующих процессов с точностью до однопетлевого приближения. Эти сечения ещё будут содержать инфракрасные расходимости, происходящие от диаграмм с обменом виртуальным фотоном между внешними линиями, например, от диаграммы, изображенной на рис. I3.

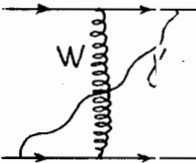


Рис. I3

Хорошо известно, что в том же порядке по константе α в сечение процесса дают вклад также и диаграммы внутреннего тормозного излучения фотонов. Вклад диаграмм рис. I3 и I4 в сумме не содержит инфракрасных расходимостей.

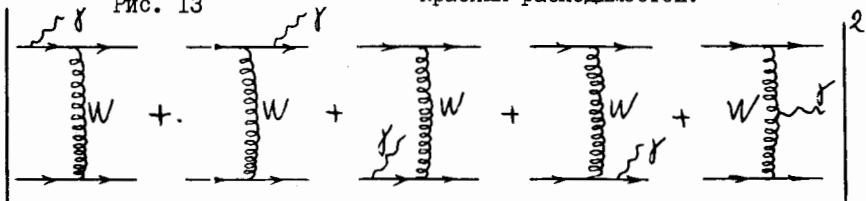


Рис. I4

Вычисление вклада тормозного излучения в дифференциальное сечение проводится непосредственно по правилам Фейнмана. В большинстве практических случаев вычисление дифсечения весьма громоздко. В настоящее время такие вычисления выполняются исключительно с помощью систем аналитических преобразований на ЭВМ. Мы используем систему *SCHOONSCHIP* /42, 43/. Интегрирование полностью дифференциального сечения до дифференциального нужной кратности или до полного — весьма деликатная задача. Дело в том, что обычно такое интегрирование тесно связано с условиями регистрации событий в эксперименте.

Триггер некоторого эксперимента может дискриминировать события тормозного излучения, в которых жесткий фотон либо сам дает электромагнитный ливень, дискриминируемый триггером, либо настолько

"разрушает" борновскую кинематику, что событие также дискриминируется (например, по некопланарности или неколлинеарности событий в $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$). Для таких экспериментов провести адекватное интегрирование удастся лишь с помощью методов Монте-Карло^{/44/}.

Существуют, однако, эксперименты, либо ситуации, в которых адекватное вычисление требует интегрирования по полному фазовому объему фотонов. Например, наблюдая только лептон в конечном состоянии в опытах по глубоконеупругому рассеянию, мы не в состоянии экспериментально определить, сопровождается ли процесс излучением фотона или нет. Это означает, что адекватной эксперименту величиной является сечение, проинтегрированное по полному фазовому объему фотонов. Естественно, что такое интегрирование может быть сделано аналитически и, как правило, конечный результат достаточно компактен. Мы будем называть такую ситуацию "инклюзивной". Как мы увидим в последующих разделах, она довольно часто встречается на практике.

8. Константа Ферми и взаимозависимость ($M_Z, \sin^2\theta_W$)

Вычисление времени жизни мюона τ_μ в однопетлевом приближении теории ЭСВ в рамках описанной в разделах 4-6 схемы перенормировок весьма поучительно и, кроме того, приводит к одному из важнейших физических результатов прецизионных тестов - взаимозависимости параметров теории. Поэтому мы рассмотрим вычисление τ_μ достаточно подробно.

При вычислениях однопетлевых сечений в теории ЭСВ весьма удобно разбить все однопетлевые диаграммы на три типа. Проиллюстрируем эту классификацию на примере вычисления поправок к μ -распаду.

В первый тип выделим тривиальные КЭД-поправки, описывающиеся диаграммами излучения тормозных фотонов из внешних линий и диаграммами с обменом виртуальным фотоном между внешними линиями. Поскольку КЭД-сектор стандартной теории наиболее хорошо проверен на эксперименте, эти поправки наименее интересны. Первый тип содержит все диаграммы с инфракрасными расходимостями. Для μ -распада это следующие три диаграммы:



Рис. 15

Сумма вкладов диаграмм первого типа в сечение (или вероятность) процесса свободна от инфракрасных расходимостей и может зависеть, как

обсуждалось в предыдущем разделе, от экспериментальных условий регистрации. Эти два обстоятельства обуславливают разумность их выделения в отдельный тип. Однако в общем случае сумма вкладов первого типа не является калибровочно-инвариантной величиной. Например, в случае μ -распада первая диаграмма рис. 15 содержит калибровочно-зависимую величину - пропагатор W -бозона. Поэтому выделение тривиального КЭД-вклада из диаграмм первого типа само по себе нетривиально.

Существует условие отнести к КЭД-вкладу первой диаграммы рис. 15 лишь член, порождаемый $\delta_{\mu\nu}$ в числителе пропагатора W -бозона $(\delta_{\mu\nu} + \rho_\mu \rho_\nu / M_W^2) / (\rho^2 + M_W^2)$. В приближении $M_\mu^2 \ll M_W^2$ вклад этого члена совпадает с выражением, полученным в $V-A$ теории Фейнмана - Гелл-Манна для μ -распада /45/. Фактически он совпадает и с вкладом этой диаграммы в калибровке Т'Хуфта - Фейнмана. Следует подчеркнуть, что это есть условие, отражающее историческое развитие проблемы, но не имеющее глубокого физического смысла. Факт калибровочной неинвариантности поднабора диаграмм рис. 15 отражает глубокое единство электромагнитных и слабых взаимодействий (только полный набор диаграмм калибровочно инвариантен!).

Этот пример учит нас, что даже в пределе низких энергий в слабых процессах КЭД - диаграммы нельзя отделить в калибровочно-инвариантный подкласс диаграмм. (При низких энергиях КЭД имеет самостоятельный статус лишь для процессов без слабого взаимодействия).

Выделим, опять же условно, во второй класс поляризационные диаграммы, в которых фотон превращается в пару фермионов (лептонов и кварков)

$$\Pi_{\mu\nu}(q^2) = \sum_l \text{diagram}_1 + \sum_{q \neq b, t} \text{diagram}_2 + \dots$$

Рис. 16

В сумме по кваркам мы исключили вклад тяжелых кварков b и t , смысл этого будет ясен чуть позже. Диаграммы второго типа возникают не только в NC -амплитудах с обменом γ -квантом, тривиально, как часть блока рис. 17, но они также проявляются и в CC и NC -амплитудах



Рис. 17

с обменами W - и Z -бозонами, через их вклад в ренормализационную константу Z_A , входящую, как видно из выражения для L_{ct}^{EW} (41), в вершины $\bar{f}fW$ и $\bar{f}fZ$, рис. 18.

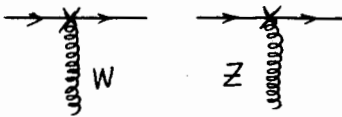


Рис. 18

Опять же это следствие глубокого единства взаимодействий, в частности, условия объединения (34), исключающего в нашей схеме g и $\sin^2 \theta_w$ из списка независимых параметров. Конечная часть Z_A

$$Z_A^f = 1 + \frac{e^2}{16\pi^2} \frac{4}{3} \text{Tr} Q_f^2 \ln \frac{m_f^2}{M_W^2} \quad (55)$$

вносит в вершины рис. 18 большие логарифмы, в которых легко распознать первый член разложения по α эффективной константы электромагнитного взаимодействия

$$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Pi'_{\gamma\gamma}(Q^2)} \approx \alpha(0) \left[1 + \Pi'_{\gamma\gamma}(Q^2) + \dots \right], \quad \Pi'_{\gamma\gamma}(Q^2) = \frac{\alpha}{3\pi} \left(\ln \frac{Q^2}{m_e^2} - \frac{5}{3} \right) \quad (56)$$

при $Q^2 = -M_W^2$. Как мы увидим чуть позже, физически это означает, что характерная константа слабого взаимодействия при низких энергиях пропорциональна $\alpha(M_W^2)$, а не $\alpha(0)$, что оправдывает выделение вклада таких диаграмм в отдельный тип. Подчеркнем, однако, что и это выделение условно в рамках единой теории, ибо диаграммы рис. 18 не формируют полный набор диаграмм для Z_A . В Z_A кроме тяжелых кварков еще дают вклад диаграммы, существенно зависящие от калибровки и схемы регуляризации, рис. 19.

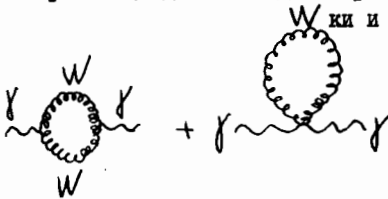


Рис. 19

К третьему типу отнесем все диаграммы, не вошедшие в первые два. Как очевидно из обсуждения, их можно назвать истинно слабыми (т.е. не КЭД) лишь условно, принимая во внимание все оговорки сделанные выше.

Перейдем к анализу результата вычисления τ_μ в однопетлевом приближении. Вероятность μ -распада описывается типичной СС-амплитудой, которая, как мы видели в разделе 6, зависит всего лишь от одного фактора f^W . Отделяя вклады диаграмм первого и второго типов, запишем выражение для τ_μ :

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{m_\mu^5 \alpha^2 (1 - 8m_e^2/m_\mu^2)}{384\pi M_W^4 (1 - M_W^2/M_Z^2)^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2 \right) + \frac{\alpha}{2\pi} \sum_{t,b'} \frac{Q_f^2 4}{3} \ln \frac{M_W^2}{m_f^2} \right. \quad (I)$$

$$\left. + \frac{\alpha}{2\pi} \Upsilon(m_B^2, m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2) \right\}, \quad (II) \quad (57)$$

(III) где Υ - некоторая явная функция своих аргументов.

Отметим, что вклад тормозного излучения в член (I) формулы (57), получен посредством интегрирования по всему фазовому объему фотонов. Это следствие определения полного времени жизни частицы — обратной величины суммы вероятностей всех парциальных каналов распада.

Поскольку μ — распад — чисто лептонный процесс, неудивительно, что его вероятность есть явная функция основных параметров теории ЭСВ

$$e, m_f, M_w, M_z, M_H. \quad (58)$$

Уравнение (57) накладывает ограничения на параметры теории (58), так как оно имеет вид

$$F(\alpha, m_f, M_w, M_z, M_H) = \frac{1}{\tau_\mu} \quad \text{— экспериментально измеряемой (59) величине.}$$

Величина τ_μ известна из эксперимента очень точно (с ошибкой $5 \cdot 10^{-5}$), поэтому именно τ_μ разумно использовать для получения таких ограничений. Фактически ограничение на параметры определяется наблюдаемой интенсивностью слабого взаимодействия при низких энергиях, наиболее точной мерой которой и является $G(\mu)$.

именно в уравнении (57) содержится вся информация для изучения взаимозависимости параметров теории /18/. Прежде чем обсуждать эти взаимозависимости, сделаем ряд замечаний, касающихся основного уравнения (57).

I. Константа Ферми вводилась исторически посредством равенства /45/

$$\frac{1}{\tau_\mu} = \frac{[G_F(\mu)]^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \left(1 - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left[1 + \frac{\alpha}{2\pi} \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right]. \quad (60)$$

2. Явное выражение для функции Υ естественным образом содержит член

$$\frac{4}{3} \sum_f Q_f^2 \left(\ln \frac{M_z^2}{M_w^2} - \frac{5}{3}\right), \quad (61)$$

который вместе с Π в (57) дает

$$2 \frac{\alpha}{3\pi} \sum_f Q_f^2 \left(\ln \frac{M_z^2}{M_w^2} - \frac{5}{3}\right) - \quad (62)$$

первый член разложения формулы (56) для $\alpha(Q^2)$ не в точке M_w^2 , а в точке M_z^2 . Появление M_z вместо M_w естественно, ибо именно поле Z^0 смешано с фотонным полем.

3. Из (57), (60) и (62) имеем

$$\frac{G_F^{(A)}}{\sqrt{2}} = \frac{\pi \alpha (M_Z^2)}{2M_W^2 (1 - M_W^2/M_Z^2)} \left[1 + \frac{\alpha}{4\pi} \tilde{Y}(m_b^2, m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2) \right], \quad (63)$$

где \tilde{Y} - явная функция m_b, m_t, M_W, M_Z, M_H -- численно очень малая величина ($\alpha/4\pi \simeq 0,2\%$) при m_t и M_H , ограниченных в пределах

$$\begin{aligned} 30 \leq m_t \leq 50 \text{ ГэВ}, \\ 10 \leq M_H \leq 1000 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (64)$$

4. Численное же значение второго члена в уравнении (57) весьма велико, $\sim 14\%$. Это значит, что ограничение линейным приближением в (56) недостаточно. Поэтому, по крайней мере, для $\alpha(M_Z^2)$ надо использовать более точное выражение (56), отвечающее суммированию главных логарифмов во всех порядках теории возмущений. Поскольку функции Y и $\tilde{Y}(m_b^2, m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2)$ малы, мы не сделаем большой ошибки, поставив всю однопетлевую поправку в (69) в знаменатель, т.е.

$$G_F^{(A)} = \frac{\pi}{\sqrt{2} M_W^2 (1 - M_W^2/M_Z^2)} \frac{1}{\left[1 - \frac{\alpha}{3\pi} \sum_{f, \chi} Q_f^2 \left(\ln \frac{M_Z^2}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right) - \frac{\alpha}{4\pi} \tilde{Y} \right]}. \quad (65)$$

В более привычной записи последнее соотношение выглядит следующим образом /16/:

$$M_W^2 \left(1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \right) = \frac{(37,281 \text{ ГэВ})^2}{1 - \Delta\Gamma(m_f^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2)} \equiv \frac{A_0^2}{1 - \Delta\Gamma} \equiv A^2, \quad (66)$$

где

$$\Delta\Gamma = \frac{\alpha}{3\pi} \sum_{f, \chi} Q_f^2 \left(\ln \frac{M_Z^2}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right) + \frac{\alpha}{4\pi} \tilde{Y}(m_b^2, m_t^2, M_W^2, M_Z^2, M_H^2). \quad (67)$$

В выражении (66) использованы численные значения констант $\alpha(0)$ и $G_F^{(A)}$, известных с большой точностью.

Уравнение (63) имеет интересный физический смысл. Пренебрегая для простоты малой величиной $\alpha/4\pi \tilde{Y}$, используя формулу (34), определения $\alpha = e^2/4\pi$ и g_{eff}

$$g_{\text{eff}}^2 / 8M_W^2 = G_F^{(A)} / \sqrt{2}, \quad (68)$$

получаем, что с учетом поправок

$$g_{\text{eff}}^e = \frac{e^2(M_Z^2)}{1 - M_W^2/M_Z^2} \quad (69)$$

Т.е. с точностью до нормировочных факторов эффективная константа слабого взаимодействия $G_F^{(N)}$ или g_{eff}^e пропорциональна $\alpha(M_Z^2) \approx 1/28^{-1}$, а не $\alpha(0) = 1/37^{-1}$, как следует из дрезесного приближения теории. Отличие двух последних величин довольно значительно, $\sim 7\%$, и, как мы сейчас увидим, находится на грани экспериментального обнаружения. Существует мнение /46/, что наблюдение этого факта неинтересно, ибо является простым проявлением того, что α - бегущая константа, увеличивающаяся до $1/28$ на масштабе $\alpha(M_Z^2)$. Я, однако, не согласен с таким утверждением. Наблюдение $\alpha(M_Z^2)$ в КЭД реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ действительно тривиально, в уравнении же (69) заключен совсем иной смысл - оно утверждает, что эффективная константа слабого взаимодействия $\sim \alpha(M_Z^2)$, а не $\alpha(0)$ и это есть прямое следствие условия объединения взаимодействий (34). Таким образом, проверка соотношения (63) как раз и покажет, что g_{eff}^e "бежит в ногу" с α , т.е. проверит на квантовом (петлевом) уровне объединение слабых и электромагнитных взаимодействий.

Несколько более серьезным аргументом оппонентов проверки соотношения (63) является утверждение, что оно будет иметь место во всех теориях, объединяющих слабое и электромагнитное взаимодействие. Это почти верно с точностью до возможных вкладов

$$\sim \frac{d}{3\pi} \ln \frac{M_Z^2}{M_{Z_1}^2} \text{Tr} Q_f^2 \quad (70)$$

(они сами по себе не очень малы: $\text{Tr} Q_f^2 = 3 + 9\left(\frac{4}{3} + \frac{1}{3}\right) = 8$ при $N_f = 3$), которые, если угодно, можно причислить к поправкам третьего класса. На это можно возразить, что никакое объединение ещё не проверено на уровне квантовых поправок и что пока нет свидетельств необходимости ревизии стандартной теории ЭСВ.

Проверить факт объединения не только на дрезесном, но на уровне поправок - совершенно необходимый этап экспериментального утверждения любой единой теории.

Уравнению (66), следующему из (65), можно придать и такой смысл, что с учетом однопетлевых поправок физические массы W - и Z^0 -бозонов должны удовлетворять заметно другому ограничению, чем без их учета, $\Delta\Gamma = 0$. Уравнение (66) можно решить методом итераций, задав M_Z , m_t , M_H . Для этого его удобно представить в виде

$$M_W = M_Z \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4A_0^2}{M_Z^2(1-\Delta\Gamma)} \right)^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (71)$$

Поскольку A (или $\Delta\Gamma$) зависят от M_L и M_H , можно получить информацию об этих величинах, изучая взаимозависимость (66) или (71) на эксперименте. Пример взаимозависимости M_Z , $\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$ был показан на рис. 1 с учетом ($\Delta\Gamma \neq 0$) и без учета ($\Delta\Gamma = 0$) радиационных поправок ^{747/}.

Прежде чем обсуждать эффекты m_L и M_H в (66) или в (71), необходимо оценить точность вычисления той части $\Delta\Gamma$, которая не зависит от m_L и M_H . Величина $\Delta\Gamma$ есть функция $m_e, m_\mu, m_\tau, m_{\nu e}, m_{\nu \mu}, m_{\nu \tau}; M_W, M_Z, M_H$. Ошибки в измерении m_e, m_μ, m_τ настолько малы, что их можно не принимать во внимание: наибольшая ошибка $\Delta m_e/m_e = 2 \cdot 10^{-3}$, а $d(\Delta\Gamma) = 2/3 \cdot d/\pi \cdot (\Delta m_e/m_e) \approx 3 \cdot 10^{-6}$. Ошибку в $\Delta\Gamma$ удобно перевыразить в терминах ошибки в

$\sin^2\theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2$. Дифференцируя выражение

$$\sin^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left[1 - \frac{4A_0^2}{M_Z^2(1-\Delta\Gamma)} \right]^{1/2}, \quad (72)$$

имеем

$$d \sin^2\theta_W = \frac{A_0^2}{M_Z^2(1-2\sin^2\theta_W)} d(\Delta\Gamma) \approx 0.3 d(\Delta\Gamma). \quad (73)$$

Другая ошибка связана с неопределенностью масс легких кварков. Стандартный прием состоит в том, чтобы перевыразить вклад легких кварков через экспериментально измеряемое отношение

$$R_h = \frac{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}. \quad (74)$$

Выделим из формулы (67) вклад легких кварков $\Delta\Gamma^{Lq}$

$$\Delta\Gamma^{Lq} = \frac{\alpha}{3\pi} \sum_{u,d,s,c} C_f Q_f^2 \left(\ln \frac{M_Z^2}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right). \quad (75)$$

Это выражение не что иное как

$$\text{Re} \Pi_{\gamma\gamma}^{Lq}(Q^2 = -M_Z^2). \quad (76)$$

Мнимая часть поляризационного оператора может быть связана с полным сечением (74), а реальная часть с мнимой - с помощью дисперсионного соотношения. Таким образом, Δr^{eq} может быть связано с R_n . В литературе существует множество работ по исследованию этой связи /48-54/. Наиболее детальное исследование было проведено в работе /55/. Автор приводит следующую сводную таблицу результатов:

	Ссылка
$\Delta r^{eq} = 0,0286 \pm 0,0007,$	55
$= 0,0283$	49
$= 0,0294 \pm 0,002$	51
$= 0,0281 \pm 0,0028$	48
$= 0,0285 \pm 0,0004$	
$= 0,0262 \pm 0,0024$	52
$= 0,0253$	53
$= 0,0250 \pm 0,0012$	54
$= 0,0368 -$	свободные кварки с токовыми массами

Как видно, имеется неплохое согласие результатов первых четырех работ. Если в качестве оценки ошибки принять результат работы /55/, то по формуле (73) имеем

$$(\Delta \sin^2 \theta_w)^{eq} = 0,0002. \quad (77)$$

Следующая неточность в определении Δr связана с учетом электрослабых поправок более высокого порядка. Написание Δr в знаменателе формулы (66) учитывает суммирование лишь приводимых двухпетлевых диаграмм, рис. 20,



Рис. 20



Рис. 21

дающих главный логарифмический вклад в $\alpha(M_Z^2)$, и не учитывает неприводимые двухпетлевые вклады, рис. 21. Вклад неприводимых двухпетлевых диаграмм в лептонную поляризацию вакуума фотоном был вычислен в работе /56/. В пределе $|Q^2| \gg m_f^2$ он имеет вид

$$\Pi_{\gamma\gamma}^{2L}(Q^2) = \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \sum_f \ln \frac{Q^2}{m_f^2}. \quad (78)$$

Учитывая вклад от трех лептонов e, μ, τ , имеем

$$(\Delta\Gamma^2)^{2\ell} = 0,000062. \quad (79)$$

Таким образом, основной неучтенный двухпетлевой вклад в $\Delta\Gamma$ на порядок меньше адронной ошибки и им можно пренебречь. При желании можно учесть вклад (79). Оставшиеся неучтенными двухпетлевые вклады имеют порядок $(\alpha/\pi)^2 = 4 \cdot 10^{-6}$, т.е. они порядка ошибки, связанной с Δm_Z . Из проведенного анализа можно сделать вывод, что полное вычисление двухпетлевых поправок к $\Delta\Gamma$ неактуально.

Наконец, последняя теоретическая неточность $\Delta\Gamma$ связана с тем, что вклад тяжелых кварков b и t , $\Delta\Gamma^{bq}$ может быть вычислен (и вычисляется) по теории возмущений. Следует ожидать, что однопетлевые глюонные поправки будут составлять $\sim \alpha_s(M_Z^2)/\pi \approx 4-5\%$ от самой величины $\Delta\Gamma^{bq}$. Для не очень тяжелого t -кварка $\Delta\Gamma^{bq} \ll \Delta\Gamma^{bq}$, и глюонными поправками можно пренебречь. Если окажется, что $m_t \gtrsim M_W$, то $\Delta\Gamma^{bq}$ может быть $\sim \Delta\Gamma^{bq}$ (см. следующий раздел) и вопрос анализа однопетлевых глюонных поправок становится весьма актуальным. В любом случае поправки порядка α_s/π могут быть вычислены без особого труда, тогда следует ожидать, что теоретическая ошибка будет порядка $(\alpha_s/\pi)^2 \Delta\Gamma = 0,0005$, т.е. не превысит ошибки в $\Delta\Gamma^{bq}$.

Итак, самая большая ошибка в $\Delta\Gamma$ связана с неопределенностями в вычислении $\Delta\Gamma^{bq}$, но и она приводит к ошибке в $\Delta\Gamma$ в 5-10 раз меньше, чем самые оптимистические оценки экспериментальных возможностей измерения $\sin^2\theta_W$ на ЛЭП ($\Delta \lesssim 0,01$). Поэтому для целей дальнейшего исследования мы вполне можем считать, что $\Delta\Gamma$ — точная функция M_Z , m_t и M_H и изучать её чувствительность к этим параметрам.

9. Эффекты тяжелых фермионов и бозона Хиггса

Вернемся к уравнению (66) или (71). Задавая определенные значения параметров M_Z , m_t и M_H , можно найти методом итераций либо M_W , либо $\sin^2\theta_W$. Фиксируя одни параметры, можно изучить чувствительность к другим. Предполагая, что M_Z будет скоро измерена на SLC/LEP с точностью $\pm (50 - 100)$ МэВ, зафиксируем M_Z и вычислим M_W и $\sin^2\theta_W$ при разных m_t и M_H , пусть ради определенности $M_Z = 92$ ГэВ.

Таблица 4 взята из работы ^{58/}. Совершенно те же числа (при одинаковом выборе $\Delta\Gamma^{bq}$) были получены также авторами работ ^{59,60/}, выполнившими совершенно независимые вычисления. Это демонстрирует полную определенность в теории электрослабых поправок и абсолютную надежность в их вычислении.

Как видно из таблицы 4, зависимость M_W и $\sin^2 \theta_W$ от m_z и M_H весьма заметна. Особенно выражена зависимость от m_z при больших m_z ($m_z \geq M_W$), но и зависимость от M_H при фиксированном m_z заметно больше, чем, например, достижимая на ЛЭН точность в измерении $\sin^2 \theta_W$.

Таблица 4

M_W и $\sin^2 \theta_W$ в зависимости от m_z и M_H ($M_Z = 92$ ГэВ)

$m_z \backslash M_H$	10	100	1000
30	80,88	80,80	80,64
60	80,86	80,78	80,62
90	81,06	80,98	80,81
130	81,30	81,22	81,05
180	81,66	81,57	81,40
230	82,13	82,04	81,87
<hr/>			
30	,2271	,2287	,2318
60	,2276	,2291	,2322
90	,2237	,2253	,2284
130	,2191	,2207	,2239
180	,2122	,2138	,2171
230	,2030	,2047	,2081

Сильная зависимость $\Delta \Gamma$ от m_z обусловлена квадратичными членами m_z^2 / M_W^2 , физическую причину появления которых мы сейчас обсудим. Анализ выражения для $\Delta \Gamma$ показывает, что вся зависимость от m_z происходит только от собственно-энергетических диаграмм

$$W^t \left(\frac{Q^2}{M_W^2} \right) = \text{diagram with } W \text{ and } t \text{ and } W \text{ and } b \text{ and } W \text{ and } t \text{ and } W \text{ and } Z^0 \text{ and } Z^0 \text{ and } Z^0$$

Рис. 22

которые дают вклад $\Delta \Gamma^t$ в $\Delta \Gamma$,

$$\Delta \Gamma^t = \frac{\alpha}{4\pi(1-R)} \left\{ \frac{R}{1-R} [W^t(-1) - Z^t(-1)] + W^t(0) - W^t(-1) \right\}, \quad (80)$$

где $W^t \left(\frac{Q^2}{M_w^2} \right)$ и $Z^t \left(\frac{Q^2}{M_z^2} \right)$ с точностью до постоянного множителя равны конечным частям коэффициентов при $\delta_{\alpha\beta}$ собственно-энергетических операторов

$$\Pi_{\alpha\beta}(Q) = Q^2 \delta_{\alpha\beta} \Pi(Q^2) - Q_\alpha Q_\beta \Theta(Q^2). \quad (81)$$

Непосредственное вычисление диаграммы

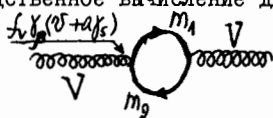


Рис. 23

дает

$$\begin{aligned} \Pi_{\alpha\beta}(Q) = & \frac{4i(f^V)^2}{16\pi^2} \left\{ \left[\frac{2}{3} (Q^2 \delta_{\alpha\beta} - Q_\alpha Q_\beta) + (m_1^2 + m_2^2) \delta_{\alpha\beta} \right] (v^2 + a^2) P \right. \\ & + 2(v^2 + a^2) I_3(Q^2; m_1^2, m_2^2) (Q^2 \delta_{\alpha\beta} - Q_\alpha Q_\beta) + \left. \left[(v^2 + a^4) (m_1^2 I_1(Q^2; m_1^2, m_2^2) \right. \right. \\ & \left. \left. + m_2^2 I_1(Q^2; m_2^2, m_1^2)) + (v^2 - a^2) m_1 m_2 I_0(Q^2; m_1^2, m_2^2) \right] \delta_{\alpha\beta} \right\}. \end{aligned} \quad (82)$$

Здесь P - полюсный фактор $= \frac{1}{n-4} + \frac{1}{2} \gamma + \ln \frac{M_w}{e^{2\gamma} \sqrt{s}}$,

$$f^V = \frac{g}{2\sqrt{e}} \quad , \quad v = a = 1 \quad \text{при} \quad V = W, \quad (83)$$

$$f^V = \frac{g}{4\sqrt{R}} \quad , \quad v = 1 - 4(4R) |q|, \quad a = 1 \quad \text{при} \quad V = Z.$$

$$I_{0,1,3}(Q^2; m_1^2, m_2^2) = \int dx [1, x, x(1-x)] \ln \frac{Q^2 x(1-x) + m_1^2 x + m_2^2 (1-x)}{M_w^2}.$$

Для малых масс $m_1^2, m_2^2 \ll M_w^2$ члены, им пропорциональные, можно отбросить, тогда

$$\Pi(Q^2) \sim I_3(Q^2; m_1^2, m_2^2), \quad (84)$$

т.е. зависимость от m_1 и m_2 только логарифмическая. При больших массах $m_1, m_2 \sim M_w$ члены $\sim m_{1,2}^2$ становятся существенными. Легко видеть, что их вклад взаимно сокращается для векторного варианта взаимодействия при $m_1 = m_2$, т.е. эти члены возникли вследствие несохранения векторного и аксиального слабых токов (для V -тока - из-за $m_1 \neq m_2$). С помощью выражения (82) найдем $W^t(-1)$, $Z^t(-1)$ и $W(0)$ в двух интересных предельных случаях, ограничиваясь лишь квадратичными по $m_{1,2}^2$ членами:

1) $m_1 \gg m_2, M_w$.

$$W^t(-1) = \frac{3}{2} \frac{m_t^2}{M_W^2} \left(\ln \frac{m_t^2}{M_W^2} - \frac{1}{2} \right) = W^t(0),$$

$$Z^t(-1) = \frac{3}{2} \frac{m_t^2}{M_W^2} \ln \frac{m_t^2}{M_W^2}; \quad (85)$$

$$2) \quad m_{t'} \approx m_{b'} \gg M_W,$$

$$W^t(-1) = Z^t(-1) = W(0) = \frac{3}{2} \frac{m_t^2}{M_W^2} \ln \frac{m_t^2}{M_W^2}. \quad (86)$$

Из формул (85) видно, что для случая очень тяжелого t -кварка $\Delta\Gamma$ получает большой отрицательный вклад

$$\Delta\Gamma^t = -\frac{3\alpha R}{4\pi(1-R)^2} \frac{m_t^2}{M_W^2}, \quad (87)$$

который может полностью скомпенсировать большой положительный вклад, обусловленный перенормировкой $\alpha(0) \rightarrow \alpha(M_Z^2)$, и вернуть M_W и $\sin^2 \theta_W$ к их боровским значениям (см. таблицу 4)

$$\Delta\Gamma \approx \Delta\Gamma^{QED} + \Delta\Gamma^t \approx 0. \quad (88)$$

При дальнейшем увеличении m_t ($m_t \geq 500$ ГэВ) перестает быть справедливой теория возмущений, $|\Delta\Gamma^t| \sim 1$, что означает конец пределов применимости теории. Тяжелые фермионы приводят и к другим трудностям в теории поля (инфракрасной нестабильности), поэтому если они будут когда-либо обнаружены, то в теории возникнет ряд серьезных проблем. Обсуждение таких вопросов выходит за рамки настоящих лекций. Мы будем считать, что в природе не существует фермионов с массой свыше 300 ГэВ. Оказывается, что результат (87) весьма общий. Большие отрицательные $\Delta\Gamma$ возникают и для дублета 4-го поколения лептонов или кварков при $m_{t'} \gg m_{b'}$, для дублетов S - лептонов или S - кварков с сильно расщепленными массами^{/61/}. Экспериментальные оценки $\Delta\Gamma$, проводившиеся выше, уже позволяют получить верхнюю границу на массу t -кварка или тяжелого фермиона, (скаляра), входящего в дублет с сильно расщепленными массами^{/II/}

$$m < 180 \pm 250 \text{ ГэВ}. \quad (89)$$

Из формул (86) видно, что дублет с вырожденными массами $m_{t'} = m_{b'}$ вообще не дает вклада в $\Delta\Gamma$. Поэтому измерение $\Delta\Gamma$ не дает никаких ограничений на существование частиц в таких дублетах.

Исследуем теперь зависимость $\Delta\Gamma$ от M_H . Триумфальные успехи стандартной теории дают нам основания относиться серьезно к возможности поиска бозона Хиггса через его влияние на $\Delta\Gamma^{160}$. Предположим, что будущие эксперименты подтвердят все аспекты теории ЭСВ, кроме существования бозона Хиггса, т.е. будет обнаружен t -кварк и измерена его масса и будет найдено, что $N_2 = 3$, например.

Пусть подтвердятся на эксперименте, либо мы поверим в правильность калибровочного сектора L^{EW} , описывающего самодействие W - и Z -бозонов, можно ли получить информацию о хиггсовском секторе лагранжиана, изучая взаимозависимость параметров теории, и если да, то с какой точностью надо измерять параметры? Как видно из таблицы 4, $\sin^2\theta_W$ зависит от M_H . Эта зависимость обусловлена вкладами диаграмм в собственно-энергетические функции W - и Z -бозонов (члены

$W(-1)$ и $Z(-1)$ в $\Delta\Gamma$) (см. рис. 24). Как показывают вычисления, зависимость от M_H логарифмическая и поэтому более слабая, чем от m_t . Измеряя $\Delta\Gamma$, мы можем таким образом получить информацию о членах лагранжиана, описывающих VJ -взаимодействие. На рис. 25 в увеличен-

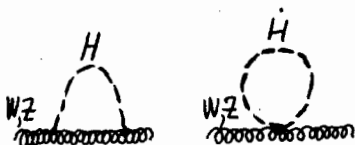


Рис. 24

ном масштабе показана взаимозависимость (M_Z , $\sin^2\theta_W$) при трех значениях M_H в районе $M_Z = 91,5$ ГэВ. Ради определенности мы выбрали $M_t = 35 \pm 5$ ГэВ, хотя такое значение m_t , возможно, и не подтверждается последними данными UA1 / II. Крест на рис. 25 отвечает ожидаемой ошибке в измерении M_Z на SLC / LEP = ± 50 МэВ и $\Delta\sin^2\theta_W = 0,001$. Как видно, точность измерения M_Z вполне достаточна для поисков бозона Хиггса, а максимальная ошибка в $\sin^2\theta_W$, при которой ещё можно сделать какие-то заключения о M_H , равна $\pm 0,001$. Видно также, что для реального измерения M_H весьма желательно повышение точности до $\pm 0,0005$. Как мы увидим ниже, по статистике это не представляет неразрешимую задачу для ЛЭП. Важно также отметить, что адронные неопределенности в $\Delta\Gamma^b$ и $\Delta\Gamma^c$ не накладывают принципиальных ограничений на возможность такого измерения, $\Delta\sin^2\theta_W = 0,0002$ (см. предыдущий раздел). Ситуация с адронными неопределенностями, а также вопрос о влиянии Δm_c в значительной мере прояснятся после открытия t -кварка.

Если $M_H = 200-1000$ ГэВ, то обнаружение бозона Хиггса через его влияние на $\Delta\Gamma$, возможно, единственный путь до запуска ускорителей типа SSC / LHC. В связи с этим представляется, что достижение в экспериментах ЛЭП точности измерения $\Delta\sin^2\theta_W < 0,001$ является важнейшей физической целью.

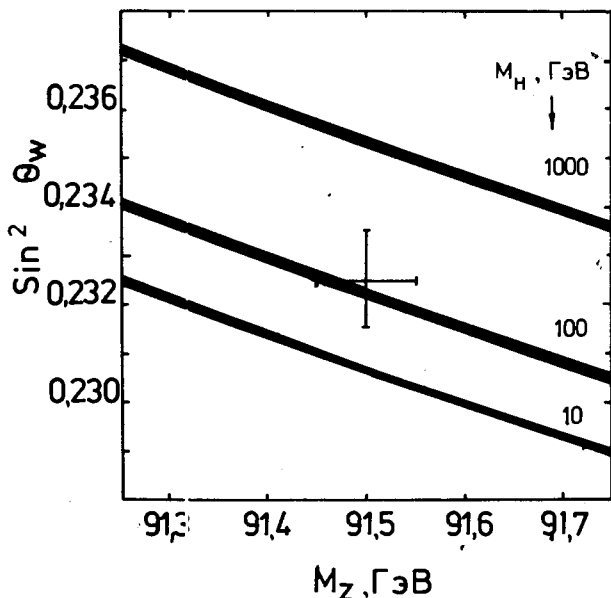


Рис. 25

10. Ширина W -бозона

Вычисление ширины W -бозона с точностью до однопетлевых электрослабых поправок представляет интерес как в связи с получением полного набора формул для максимального числа процессов, изучаемых в различных экспериментах, в рамках единого подхода, так и для исследования вопроса о том, какую новую физическую информацию о квантовых поправках можно получить, измеряя эту наблюдаемую, и о том, с какой точностью её надо измерять для этой цели. Кроме того, вычисление ширины W -бозона представляет большой методический интерес /62/.

Полный набор однопетлевых диаграмм для парциальной ширины W бозона $\Gamma_j(W \rightarrow f_i f_j)$ выглядит следующим образом:

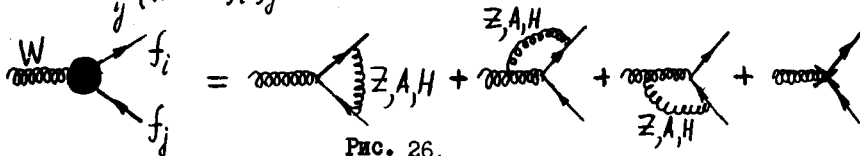


Рис. 26.

Как видно, этот набор - часть диаграмм, входящих в общую SS -амплитуду 4-фермионного процесса. Поэтому выражение для суммы диаграмм рис. 26 также содержится в работе /41/.

Как и для случая μ -распада, Γ_{ij}^{μ} , будучи выраженной через набор параметров (58), содержит большую поправку $\Delta\Gamma^{QED}$, обусловленную перенормировкой $\alpha(0) \rightarrow \alpha(M_Z^2)$. Как мы уже объясняли, именно $\alpha(M_Z^2)$ есть характерная константа слабого взаимодействия ($\sqrt{Q^2} = M_Z$ — обратный радиус слабого взаимодействия). Достаточно очевидно, что выражать борновское приближение амплитуд слабых процессов через $\alpha(0)$ — неудачное решение. Можно привести похожий пример: очевидно неразумно выражать амплитуды процессов при $Q^2 = (100 \text{ ГэВ})^2$ через $\alpha^{GUT}/\pi = 1/40!$ Надо выбрать константу в такой точке Q^2 , чтобы поправки теории возмущений были малы. Мы уже знаем, что такой величиной является $\alpha(M_Z^2)$. Практически удобнее, однако, использовать не $\alpha(M_Z^2)$, а $G_F^{(\mu)}$, величину, весьма близкую к $\alpha(M_Z^2)$ с точностью до нормировочных множителей. Заметим, что в этом заключено нечто большее, чем практическое удобство. Мы уже говорили, что калибровочная инвариантность делает $\alpha(Q^2)$ схемно-зависимой величиной. В нашем подходе мы хотели бы иметь дело только с наблюдаемыми величинами, что позволяет избежать «жемной зависимости». Используя соотношение (65) для исключения большого вклада $\Delta\Gamma$, мы сразу добиваемся многого:

1. Борновское приближение включает в себя большие поправки, связанные с $\alpha(0) \rightarrow \alpha(M_Z^2)$, и выражается через соответствующую константу связи $G_F^{(\mu)}$ — естественную меру интенсивности слабых процессов при низких энергиях, настолько же естественную, как и $\alpha(0)$ является мерой интенсивности электромагнитных процессов при низких энергиях. Оставшиеся электрослабые поправки будут, как правило, меньшими.

2. Включение $\Delta\Gamma^{QED}$ в $G_F^{(\mu)}$ полностью исключает из ответа для однопетлевых SS - и NC - амплитуд неопределенности, связанные с $\Delta\Gamma^q$, что уменьшает теоретическую ошибку результата. Это справедливо, однако, и в случае нормировки на $\alpha(M_Z^2)$.

3. Амплитуды всех слабых процессов, т.е. процессов, в амплитудах которых доминируют диаграммы с W -, Z^0 - обменом, нормируются на величину, очень точно измеренную в эксперименте, что также минимизирует теоретические неопределенности.

4. Нормируясь на $G_F^{(\mu)}$, мы можем не заботиться с том, как определить $\alpha(M_Z^2)$ для WWX -вершин.

5. Нормировка на $G_F^{(\mu)}$ полностью исключает из 4-фермионных SS -амплитуд при низких энергиях в приближении

$$s, t \ll M_W^2, Z \quad (90)$$

все поправки II и III типов, поскольку любой 4-фермионный процесс с точностью до изменения зарядов фермионов есть кроссинг-канал μ -распада, а в приближении (90) заряды входят лишь в диаграммы I-го типа.

Для случая W -распада останется, однако, и вклад третьего типа. Амплитуды процессов рассеяния не содержат констант перенормировок полей обменных частиц. Говорят, что они "не чувствуют" шкалу виртуальных полей - свойство рескейлинга. В случае W -распада \mathcal{G}^W будет содержать конечную часть Z_W - I, кроме того, не произойдет и полного сокращения остальных вкладов III-типа, так как диаграммы рис. 26 - лишь часть полной CC -амплитуды. Другой спецификой вычисления ширины Γ_{ij}^W является невозможность выделения КЭД-вклада первого типа, ибо диаграммы содержат не только калибровочно-зависимый W -пропагатор,



Рис. 27

но и калибровочно-зависимую WW -вершину, см. рис. 27. Этот пример ещё раз показывает нам глубокое единство двух взаимодействий и условность выделения КЭД-вкладов из слабых процессов.

Вклад тормозного излучения снова должен быть проинтегрирован по полному фазовому объёму вследствие определения Γ . Это помогает

разрешить проблему масс легких кварков. Полная ширина в согласии с теоремой Киношита - Ли - Наунберга ^{/63/} не содержит массовых сингулярностей в пределе $m_{i,j} \rightarrow 0$. Массами кварков "промежуточного веса"

m_c и m_s также можно пренебречь по той же причине, так как их собственные массовые эффекты $\leq m_q^2/M_W^2 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ очень малы. Следовательно, опять, как и в $\Delta\Gamma$, остаются только массовые поправки от t -кварка, которые можно рассматривать по теории возмущений ^{/57/}

Окончательная формула для Γ_{ij}^W выглядит следующим образом ^{/62/}:

$$\Gamma_{ij}^W = |K_{ij}|^2 C_i \frac{G_F^{(A)}}{\sqrt{2}} \frac{M_W^2}{6\pi} \rho_{ij}^W \left[1 + \frac{\alpha_s(M_W^2)}{\pi} D_i \right], \quad (91)$$

$$C_i/3 = D_i = I \text{ для кварков; } C_i = I, D_i = 0 \text{ для лептонов,}$$

$$\rho_{ij} = 1 + \frac{\alpha}{\pi} \rho_{ij}^{(A)}(|Q_i|, |Q_j|, m_t, M_W, M_Z, M_H). \quad (92)$$

Нормировка на $G_F^{(A)}$ породила в рассматриваемом случае одну курьезную проблему. Если $G_F^{(A)}$ включено в список независимых параметров теории, то формально из основного списка (58) надо исключить один из

параметров. Обычно мы исключали M_W по формуле (7I), но тогда следует исключить M_W и из (9I), что приводит к неестественному виду Γ_{ij}^W

$$\Gamma_{ij}^W = |K_{ij}|^2 C_i \frac{G_F^{(A)}}{\sqrt{2}} \frac{M_Z^3}{6\pi} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{4A_0^2}{M_Z^2(1-\Delta\Gamma)} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \rho_{ij}^W \left[1 + \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} D_i \right] \quad (93)$$

и определению борновского приближения $\rho_{ij}^W = 1$, $\Delta\Gamma = 0$. Это вынуждает нас вновь уточнить определение борновского приближения теории при нормировке на $G_F^{(A)}$. Определим его как величину, отвечающую условию - все индуцированные формфакторы NC -и CC -амплитуд равны 1, а все массы, включая M_W , принимаются как физические. В формуле (9I) это означает $\rho_{ij}^W = 1$, M_W - физическая. Дополнительно мы условимся брать M_W либо из эксперимента, либо из решения уравнения (7I) в зависимости от того, что дает нам более точную величину, и, естественно, потребуем совпадения этих двух величин. Их несовпадение уже будет указывать на несправедливость теории ЭСВ. Хотя уравнение (7I) и может быть решено очень точно, пока оно не может хорошо предсказать M_W , так как M_Z имеет большую ошибку, а m_c и M_H вообще нет никакой информации. По мере получения новых данных ситуация может измениться.

Сказанное выше иллюстрируют рис. 28, где показана величина

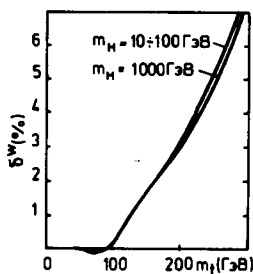


Рис. 28

$$\delta^W = \frac{\Gamma^W(m_t, M_H) - \Gamma^W(40 \text{ ГэВ}, M_H)}{\Gamma^W(40 \text{ ГэВ}, M_H)} \quad (94)$$

демонстрирующая комбинированную зависимость Γ^W от m_t через M_Z и ρ_{ij}^W , и рис. 29, показывающий ρ_{ij}^W как функцию m_t и M_H . Видно, что большая часть зависимости δ^W от m_t обусловлена зависимостью M_W от m_t , которая будет изучаться по взаимозависимости параметров теории. Существенно

новая информация о квантовых поправках содержится в ρ_{ij}^W , которая проявляет весьма нетривиальную зависимость от m_t , обусловленную пологовыми эффектами в Z_W . К сожалению, "все события разыгрываются" в пределах 1,5%. Сейчас не видно такого эксперимента, который дал бы 1% точность в Γ^W , поэтому анализ этого раздела имеет, в основном, методический интерес.

II. Ширина Z^0 -бозона

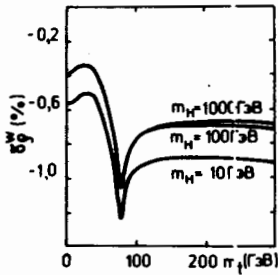


Рис. 29

Анализ электрослабых поправок к ширине Z^0 -бозона Γ^Z более актуален, чем к Γ^W . На e^+e^- -ускорителях Γ^Z будет измерена с точностью ± 10 МэВ. Ясно, что при такой высокой точности необходим анализ радиационных поправок. Полный набор однопетлевых диаграмм для частичной ширины Z -бозона $\Gamma_{ff}^Z (Z \rightarrow f\bar{f})$ выглядит следующим образом:

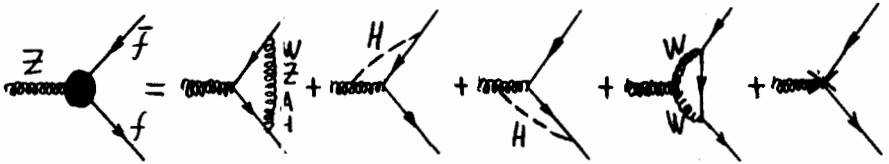


Рис. 30

Соответствующая им амплитуда имеет вид

$$M_i = \frac{g S_i}{4\sqrt{R}} \epsilon_\alpha \bar{u} \left[\chi_\alpha (1+\gamma_5) F_1^Z - 4(1-R) |Q_i| \chi_\alpha F_2^Z \right] u. \quad (95)$$

Внося $G_F^{(A)}$ и формируя по описанным в предыдущем разделе правилам $G_F^{(A)}$, получаем выражение

$$M_i \sim [G_F^{(A)} \rho_i^Z]^{1/2} \bar{u} \left[\chi_\alpha (1+\gamma_5) - 4(1-R) |Q_i| \chi_\alpha \alpha_i^Z \right] u, \quad (96)$$

где ρ_i^Z и α_i^Z имеют вид ряда теории возмущений

$$\rho_i^Z [\alpha_i^Z] = 1 + \frac{\alpha}{\pi} \rho_i^Z [\alpha_i^Z] (|Q_i|, m_Z, M_W, M_Z, M_H). \quad (97)$$

Опять определим борновское приближение, как $\rho_i^Z = \alpha_i^Z = 1$. Выражение (96) имеет очень простую физическую интерпретацию: амплитуда однопетлевого приближения имеет вид, подобный борновскому приближению с заменой

$$G_F^{(A)} \rightarrow G_F^{(A)} \rho_i^Z, \quad \sin^2 \theta_w \rightarrow (1-R) \alpha_i^Z. \quad (98)$$

Используя замену (98), можно сразу получить однопетлевое приближе-

ние для Γ_i^z из хорошо известного выражения в борновском приближении

$$\Gamma_i^{ew} = \frac{G_F^{(w)}}{\sqrt{2}} \frac{M_Z^3}{12\pi} \beta_i^z \left[1 - 4(1-R) |Q_i| \chi_i^z + 8(4-R) |Q_i| \chi_i^z{}^2 \right]. \quad (99)$$

Добавляя отделенные выше КЭД-поправки I типа и включая КЭД-поправки низшего порядка, имеем для парциальной ширины

$$\Gamma_i^z = \Gamma_i^{ew} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} Q_i^2 \right) \left[1 + \frac{\alpha_s(M_Z^2)}{\pi} D_i \right]. \quad (100)$$

Результаты различных групп авторов лучше всего сравнивать, табулируя β_i^z и χ_i^z , как это делалось при сравнении итерационного решения уравнения (71) для $\Delta\Gamma$. Недавно мы привели такие таблицы в работе /64/. Для обсуждения физических результатов более наглядна величина

$$\delta_i^z = \frac{\Gamma_i^{ew} - \Gamma_{i0}^{ew}}{\Gamma_{i0}^{ew}}, \quad (101)$$

демонстрирующая суммарный эффект β_i^z и χ_i^z .

Как видно из таблицы, Γ_i^{ew} довольно сильно зависит от M_t . Особенно сильно выражена зависимость от M_t в канале $Z \rightarrow b\bar{b}$, что связано с дополнительным вкладом M_t - членов в диаграммах

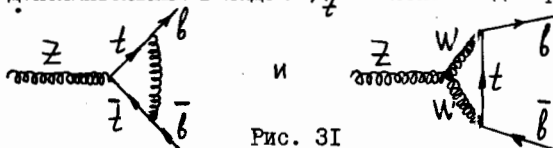


Рис. 31

Ширина канала $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ ~ 400 МэВ, шестипроцентный эффект дает 25 МэВ. Хотя это и больше точности измерения Γ^z , по-видимому, будет трудно выделить канал $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ с точностью $\sim 1 \pm 2\%$. Однако это было бы проверкой вкладов диаграмм совершенно нового типа, рис. 31, поэтому представляется необходимым серьезно изучить вопрос о точности тагирования канала $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$.

С точки зрения прецизионной физики более интересны парциальные ширины $\Gamma \rightarrow \ell^+ \ell^-$, которые, возможно, удастся измерить с точностью, близкой к статистической. (На $10^6 Z^0$ придется $100/3000 \cdot 10^6 \sim 30000$ событий распада $Z^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$, что отвечает точности измерения $\sim 1\%$). Эффекты очень тяжелого $M_t \approx 300$ ГэВ находятся, таким образом, на грани обнаружения. Конечно, их раньше обнаружат, изучая взаимозависимость параметров теории, но их проверка в Γ^z несет новую информацию о квантовых поправках, из-за того, что в Γ^z дают вклад другие одно-

Таблица 5

Электрослабые поправки δ_i^{ew} как функция M_\pm и M_H (ГэВ)
 при $M_Z = 92$ ГэВ

m_t \ M_\pm	10	100	1000
40	-,17	+,02	-,16
90	02	,22	+,04
180	,77	,97	,79
230	1,44	1,65	1,46
300	2,80	3,02	2,80
40	-,45	-,21	-,29
90	-,46	-,21	-,25
180	-,62	-,30	-,24
230	-,90	-,54	-,39
300	-2,12	-1,66	-1,31
40	-,38	-,07	,06
90	-,66	-,34	-,19
180	-1,48	-1,14	-,94
230	-2,09	-1,73	-1,50
300	-3,49	-3,07	-2,76
40	-,28	0,0	,04
90	-,40	-,12	-,08
180	-,69	-,40	-,34
230	-,83	-,53	-,71
40	-,42	-,14	-,10
90	-,67	-,39	-,34
180	-2,38	-2,08	-2,01
230	-3,72	-3,40	-3,31
300	-6,26	-5,90	-5,75

петлевые диаграммы, в частности, константа Z_2^{-1} , не входящая в амплитуды процессов рассеяния.

Анализ электрослабых поправок к Γ_i^Z весьма важен и для проблемы подсчета числа нейтрино. В экстремальных ситуациях поправка к Γ^Z достигает - 2 % или - 60 МэВ, что существенно меньше вклада одного нейтринного канала + 200 МэВ. Отсюда можно сделать вывод, что поправки не имитируют дополнительные нейтринные каналы.

Из проведенного анализа следует, что полные ширины Γ^W и Γ^Z довольно слабо чувствительны к M_Z и M_H , по сравнению с $\Delta\Gamma$ и с дифференциальными характеристиками Z^0 -распадов - различными асимметриями на Z^0 - полюсе, которые мы рассмотрим в последних разделах. Тем не менее этот анализ интересен не только в методическом отношении, как анализ простейших однопетлевых амплитуд, но и показывает, что, изучая полные ширины можно, в принципе, получить такую информацию о квантовых поправках теории, которая не может быть получена из анализа других процессов.

12. Эксперимент CHARM-II

Летом 1986 года в ЦЕРНе начал набор данных эксперимент CHARM-II^{/65/}, основная цель которого - измерить с рекордной точностью сечения чисто лептонных процессов: упругого $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)e$ -рассеяния и обратного μ -распада. Предполагается зарегистрировать по 2000 событий упругого $\nu_\mu e$ - и $\bar{\nu}_\mu e$ -рассеяния и около 10000 событий обратного μ -распада¹⁾. Из отношений сечений

$$R = \sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e) / \sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e) \quad (102)$$

и

$$\hat{R} = \sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e) / \sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu^- \nu_e) \quad (103)$$

на такой статистике можно получить следующую точность (чисто статистическую) в определении параметров теории ЭСВ:

$$\text{в } \sin^2 \theta_W \text{ из (102)} - \Delta \sin^2 \theta_W \approx \frac{1}{10} \frac{\Delta R}{R} \approx 0,003,$$

$$\text{в } \rho \text{ из (103)} - \frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta \hat{R}}{\hat{R}} \approx 0,010.$$

Эти измерения позволят выполнить ряд прецизионных тестов теории ЭСВ в чисто лептонных процессах, наиболее интересных для этой цели, поскольку их анализ может быть выполнен с минимальными теоретическими неопределенностями.

¹⁾ В выполненных до сих пор экспериментах этого типа статистика не превышает 200 событий (см., например, ^{/68/}).

Рассмотрим подробно круг проблем, связанных с интерпретацией данных этого эксперимента /66,67/.

13. Упругое рассеяние нейтрино на электроне

Сечения простейших, чисто лептонных процессов упругого рассеяния

$$\begin{aligned} \nu_{\mu} e &\rightarrow \nu_{\mu} e, \\ \bar{\nu}_{\mu} e &\rightarrow \bar{\nu}_{\mu} e \end{aligned} \quad (104)$$

могут быть вычислены в принципе в любом порядке теории возмущений. В борновском приближении их амплитуды свободны от каких бы то ни было теоретических неопределенностей, связанных с физикой адронов. Вопрос о точности вычисления сечения в высших порядках уже в однопетлевом приближении, как и в случае $\Delta\Gamma$, нетривиален из-за вовлеченности диаграмм с легкими и тяжелыми кварками. Процессы (104) описываются типичной NC -амплитудой, структура которой нам уже хорошо известна,

$$M \sim G_F^{(\mu)} \rho_{NC}^{(\nu, e)} \chi_{\alpha}(1+\xi) \otimes [\chi_{\alpha}(1+\xi) - 4(1-R) \chi_{NC}^{(\nu, e)}(q^2) \chi_{\alpha}]. \quad (105)$$

Посмотрим более детально на функции $\rho_{NC}^{(\nu, e)}$ и $\chi_{NC}^{(\nu, e)}(q^2)$.

$$\rho_{NC}^{(\nu, e)} = 1 + \frac{3\alpha}{16\pi(1-R)} \left\{ \frac{\ln R}{1-R} + \frac{1}{2} \left[\frac{\ln \xi}{R(1-\xi)} + \frac{\ln(R/\xi)}{R-\xi} \right] + \frac{5}{8} + 8R - 9 + \frac{m_e^2}{M_W^2} \right\}, \quad (106)$$

$$\text{где } R = M_W^2/M_Z^2, \quad \xi = M_H^2/M_Z^2,$$

$$\chi_{NC}^{(\nu, e)}(q^2) = 1 + \frac{\alpha}{4\pi(1-R)} \left\{ \frac{R}{1-R} [Z(-1) - W(-1)] - \frac{9}{4R} + \frac{5}{2} - \frac{20}{3} R \right\} \quad (107)$$

$$+ 4I_3(q^2, m_f^2, m_f^2) + \sum_f C_f \left[8(1-R)Q_f^2 - 2|Q_f| \right] I_3(q^2, m_f^2, m_f^2) \Big\},$$

$$I_3(q^2, m_1^2, m_2^2) = \int_0^1 x(1-x) dx \ln \frac{q^2 x(1-x) + m_1^2 x + m_2^2(1-x)}{M_W^2}. \quad (108)$$

Выражения (106) и (107) получены в приближении $q^2 \ll M_W^2$, которое очень хорошо работает для νe -рассеяния, ибо

$$Q^2 \leq S = 2m_e E_\nu + m_e^2 \approx 10^{-3} E_\nu (\text{ГэВ}). \quad (109)$$

Выражения (106) и (107) получались в нескольких работах /66,69,70/ в независимых

вычислениях, поэтому они являются абсолютно достоверными. Величина $\rho_{NC}^{(W, e)}$, формула (106), содержит зависимость от m_t и M_H , через известные нам собственно-энергетические функции W и Z - бозонов. Единственная неопределенность в ρ_{NC} обязана с вычислением вклада диаграмм рис.32 по теории возмущений без учета глюонных поправок.

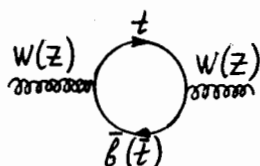


Рис. 32

Такие же члены содержатся и в $\mathcal{H}_{NC}(q^2)$ в разности $Z(-1) - W(-1)$. Как мы уже видели, лидирующий по m_t член в последней разности имеет вид

$$Z(-1) - W(-1) \approx \frac{3m_t^2}{4M_W^2} \quad (110)$$

Можно ожидать, что глюонные поправки к собственно-энергетическим функциям рис. 32. будут порядка $\alpha_s(M_Z^2)/\eta \approx 4\%$. Лишь при $m_t^2/M_W^2 \geq 10$ или $m_t \geq 250$ ГэВ вклады глюонных поправок сравниваются с остальными электрослабыми вкладами. Однако такое большое m_t , как мы видели, достаточно надежно исключается уже имеющимися данными по $\Delta\Gamma$. Таким образом, проблема глюонных поправок в ρ_{NC} и \mathcal{H}_{NC} не представляется серьезной. Далее, в $\mathcal{H}_{NC}(q^2)$ имеется член $I_3(q^2; m_t^2, m_b^2)$, обусловленный диаграммами "нейтринного радиуса"; рис.33. Этот член не содержит никаких неопределенностей. Наконец, последний член $I_3(q^2, m_t^2, m_b^2)$ происходит от диаграмм $Z\gamma$ -смешивания, рис. 34.

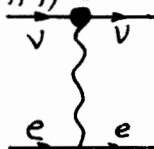


Рис. 33

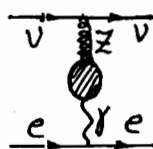


Рис. 34

Поскольку диаграммы рис. 34 включают сумму по всем фундаментальным фермионам теории - лептонам и кваркам, их вклад содержит неопределенности, связанные с массами легких кварков. К сожалению, его нельзя переписать через отношение $R_H = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, как в случае $\Delta\Gamma$ по следующим причинам. Контрчлен Z_A-1 содержит

$$\Pi'_{\gamma\gamma}(0) = \frac{d}{dX} \sum_f c_f q_f^2 \left(\ln \frac{M_W^2}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right). \quad (111)$$

В формуле (107) имеется два члена

$$\sum_f c_f q_f^2 \int_0^1 dx x(1-x) \ln [q^2 x(1-x) + m_f^2] / M_W^2, \quad (112)$$

и

$$\sum_f c_f |q_f| \int_0^1 dx (1-x) \ln [q^2(1-x) + m_f^2] / M_W^2. \quad (113)$$

В обоих членах нельзя пренебречь m_f^2 по сравнению с $q^2(4-x)$, а (II3), кроме того, содержит иную зависимость и от $|q_f|$. Не легко также найти аналог величины R_{μ} , которая дала бы интересующий нас поляризационный оператор непосредственно из эксперимента, ибо он связан с интерференцией амплитуд процессов

$$\begin{aligned} e^+e^- &\rightarrow \text{адроны,} \\ \bar{\nu}\nu &\rightarrow \text{адроны,} \end{aligned} \quad (\text{II4})$$

один из которых ненаблюдаемый.

Таким образом, ни косвенно, ни прямо нам не удастся исключить зависимость от масс легких кварков в NC -амплитуде на однопетлевом уровне.

В литературе предлагается следующий выход из этой ситуации^{/69/}. Определим эффективные массы кварков таким образом, чтобы сумма (III) воспроизвела результат вычисления $Re\Pi'_{\mu\nu}(0)$ по дисперсионному соотношению. Авторы работы^{/69/} приходят к такому набору для масс кварков

$$\begin{aligned} m_u &= m_d = 80 \text{ МэВ}, \quad m_s = 300 \text{ МэВ}, \\ m_c &= 15 \text{ ГэВ}, \quad m_b = 4,5 \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (\text{II5})$$

Тогда

$$\frac{\alpha}{3\pi} \sum_f C_f Q_f^2 \left(\ln \frac{M_Z^2}{m_f^2} - \frac{5}{3} \right) = 9,0265, \quad (\text{II6})$$

что совпадает с анализом Верзегнасси^{/52/} и несколько меньше более популярного сейчас значения Ереглайнара^{/55/} (см. раздел 8). Последнее можно воспроизвести с хорошей точностью, при $m_u = m_d = 37 \text{ МэВ}$, остальные массы, как в (II5).

Дальнейший приём состоит в том, чтобы использовать эти массы при вычислении вклада диаграмм $Z\gamma$ -смешивания в (I07), аппелируя к понятию кварк-адронной дуальности и к подобию операторов $\Pi'_{\mu\nu}$ и $\Pi'_{Z\gamma}$. Таким образом, в вычислении \mathcal{R}_{NC} мы имеем примерно ту же точность, что и в дисперсионном анализе $\Delta\Gamma$. Так же как и в последнем случае, здесь не стоит вопрос о КХД-поправках, учитываемых эффективными массами кварков. Итак, точность последнего слагаемого в (I07) $\sim 2,5\%$. При предполагаемой точности измерения $4\sin^2\theta_w = 0,005$ в эксперименте CHARM - П^{/65/} всеми теоретическими неопределенностями в \mathcal{R}_{NC} и \mathcal{R}_{NC} , следовательно, можно пренебречь.

В эксперименте будет измеряться отношение сечений (I02). Каждое

из сечений в формуле (102) можно представить в виде

$$\sigma = \sigma^{EW} + \sigma^{QED}, \quad (II7)$$

где σ^{QED} включает все диаграммы I-го типа. В специфических условиях эксперимента СНАКМ-II в электромагнитном калориметре не разделяются ливни, порожденные фотоном и электроном - регистрируется лишь суммарная энергия общего ливня. Эти условия вновь приводят к инклюзивной ситуации учёта тормозных фотонов - интегрированию по их полному фазовому объёму. Вследствие этого формулы для σ^{QED} могут быть получены аналитически, и при $E_\nu \gg m_e$ результат имеет очень простой вид

$$\sigma_{\nu e}^{QED} = \frac{[G_F^{(N)}]^2 S \alpha}{\pi^2} \left[g_L^2 \left(\frac{19}{24} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_\nu}{m_e} \right) + g_R^2 \frac{1}{3} \left(\frac{43}{24} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_\nu}{m_e} \right) \right], \quad (II8)$$

$$\sigma_{\nu e}^{QED} = \sigma_{\nu e}^{QED} (g_L \leftrightarrow g_R),$$

где

$$g_L = -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W; \quad g_R = \sin^2 \theta_W.$$

Из выражения (105) непосредственно следует, что

$$d\sigma_{\nu e}^{EW} = d\sigma^{QED} \left[G_F \rightarrow \rho_{NC}^{(\nu, e)}(q^2), \sin^2 \theta_W \rightarrow \chi_{NC}^{(\nu, e)}(q^2) \sin^2 \theta_W \right], \quad (II9)$$

Учитывая, что σ^{QED} в выражении (II7) имеет дополнительный порядок малости α/π по сравнению с σ^{EW} , видим, что в отношении R , (102), выпадает величина ρ_{NC} с точностью до членов следующего порядка по α . В работе [67] мы показали, что на уровне точности $\Delta \sin^2 \theta_W = \pm 0,005$ вкладом σ^{QED} можно и вовсе пренебречь, таким образом, из отношения R мы сразу извлекаем величину

$$\sin^2 \theta_W^{(\nu, e)} = \sin^2 \theta_W \chi_{NC}^{(\nu, e)}(\bar{q}^2), \quad (I20)$$

которую можно назвать эффективным однопетлевым параметром амплитуды процессов (104).

В формуле (I20) мы заменили q^2 на некое среднее \bar{q}^2 , поскольку при $S \ll M_Z^2$ $\chi_{NC}(q^2)$ практически не зависит от q^2 , как это проиллюстрировано на рис. 35, где приведена $\chi_{NC}(q^2)$ при $M_Z = 30$ ГэВ и $M_H = 100$ ГэВ. Кроме того, интересующие нас члены, несущие информацию о M_Z и M_H , вообще не зависят от q^2 . Выражение (I07) позволяет легко проанализировать чувствительность $\sin^2 \theta_W^{(\nu, e)}$ к массам m_t и M_H .

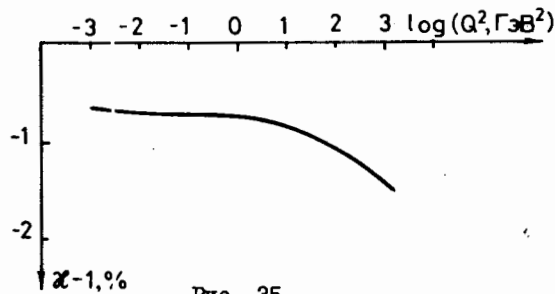


Таблица 6

Зависимость $\alpha' (0,05) - 1, \%$ от M_Z и M_H (ГэВ)

	10	100	1000
30	-0,41	-0,71	-1,53
60	-0,75	-1,05	-1,85
90	0,71	0,39	-0,47
130	2,37	2,02	1,10
180	4,39	4,49	3,46
230	8,44	7,96	6,77
300	16,35	15,94	14,30

Как видно из таблицы 6, зависимость от M_H находится за пределами чувствительности эксперимента, дающего 2-процентную точность измерения $\delta \sin^2 \theta_W^{(v,ie)} = \pm 0,005$. Зависимость же от M_Z может быть заметна при такой точности. Более детальный анализ выражения (107) показывает, что зависимость от M_Z в точности такая же, как в Δr . Однако мы можем делать тест теории без измерения M_Z с абсолютной нормировкой шкалы, взяв $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2 / M_Z^2$ из экспериментов UA1, UA2 и сравнив его с $\sin^2 \theta_W^{(v,ie)}$.

Как видно из таблицы 6, двухпроцентная точность позволит нам "увидеть" t - кварк с массой 130-180 ГэВ независимо от теста взаимозависимости параметров теории ЭСВ. Разумеется, это справедливо и в отношении любого тяжелого фермиона в дублете с сильно расщепленными массами. Интересно также заметить, что этот тест совсем не связан с проверкой перенормировки $\alpha'(0) \rightarrow \alpha(M_Z^2)$. Последняя абсорбировалась в $G_F^{(v)}$ и сократилась в отношении сечений, таким образом, мы имеем чистый тест на присутствие в теории тяжелых фермионов.

Таблица 7

Зависимость ρ_{NC}^{-1} , % от m_t и M_H (ГэВ)

	10	100	1000
30	,51	,47	,27
60	,59	,55	,35
90	,73	,69	,49
130	1,01	,97	,77
180	1,52	1,47	1,27
230	2,23	2,18	1,96
300	3,68	3,61	3,37

Измерив из отношения (102) $\sin^2 \theta_w^{(\nu_{\mu} e)}$, можно измерить $\rho_{NC}^{(\nu_{\mu} e)}$ из отношения (103). Поскольку $\Delta\rho/\rho = \frac{1}{2} \Delta\delta/\delta$, статистическая точность измерения ρ_{NC} составит около 1%. Учитывая, что в лучшем случае такого же порядка будет систематическая ошибка, видим из таблицы 7, что чувствительность ρ к m_t хуже, чем у $\sin^2 \theta_w^{(\nu_{\mu} e)}$. Главная цель измерения ρ_{NC} будет не в измерении m_t - зависимости, а в проверке того факта, что ρ_{NC} в самом деле не отличается от предсказаний (таблица 7), т.е. в проверке минимальности хиггсовского сектора теории ЭСВ ($\rho^{Born} = 1$), что дает вполне определенные предсказания для небольшого индуцированного петлями отличия ρ_{NC} от единицы. В отношении (103) входит сечение обратного μ -распада, которое по этой причине должно быть вычислено очень точно. Рассмотрим кратко вычисление сечения обратного μ -распада с точностью до однопетлевых электрослабых поправок.

14. Обратный μ -распад

Обратный μ -распад - еще один пример простейшего лептонного процесса



Его однопетлевая амплитуда - частный случай общей CC -амплитуды, рассмотренной в разделе 6. Поскольку этот процесс - кроссинг-канал обратного μ -распада, все поправки II и III типов поглощаются константой $G_F^{(\mu)}$ и его сечение имеет простой вид

$$\sigma^{all} = \sigma^{low} \left[1 + \frac{\alpha}{\lambda} F(m_e, m_\mu, E_\nu) \right], \quad (I22)$$

где

$$\sigma^{low} = \frac{[G_F(\omega)]^2}{\pi} \frac{(S - m_\mu^2)^2}{S}, \quad S = m_e^2 + 2m_e E_\nu. \quad (I23)$$

В функцию F дают вклад лишь КЭД-диаграммы I-го типа, рис. 36.

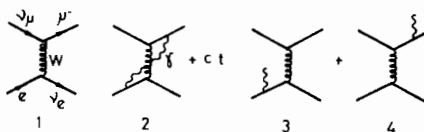


Рис. 36

В ультрарелятивистском приближении и для инклюзивной экспериментальной ситуации функция F очень проста

$$F_{E\mu} = \frac{19}{24} - \frac{\pi^2}{6} - \frac{2}{3} \ln \frac{2E_\nu}{m_e}. \quad (I24)$$

В конкретных условиях эксперимента SCHARM-II оба этих условия не удовлетворяются: энергия пучка широкого нейтринного спектра не настолько велика, чтобы выполнялось условие $S \gg m_\mu^2$, кроме того, экспериментальная ситуация регистрации событий не инклюзивна - события, сопровождающиеся излучением жестких фотонов с $E_\gamma > \bar{E}_\gamma$, не будут зарегистрированы установкой. Последнее обстоятельство можно учесть, вычтя из инклюзивного сечения, σ^{all} , сечение σ^{brem} , отвечающее вкладу незарегистрированных фотонов с $E_\gamma > \bar{E}_\gamma$. В работе /67/ мы как раз и вычислили

$$\sigma^{EXP} = \sigma^{all} - \sigma^{brem} |_{E_\gamma > \bar{E}_\gamma} = \sigma^{low} (1 + \delta_a - \delta_b). \quad (I25)$$

На рис. 37 и 38 показаны поправки δ_a и δ_b как функции энергии нейтрино E_ν . Поправка δ_b приведена для трех значений \bar{E}_γ . Кроме того, на рис. 37 показана поправка δ_a в ультрарелятивистском приближении, а $\delta_a^0 = F_{FK}$ - выражение (I24).

Как видно из рис. 37 и 38, учёт обоих факторов обязателен. Усредненная по спектру нейтрино поправка $\langle \delta_a - \delta_b \rangle$, составляет - 4 % вместо - 2 % для δ_a^0 .

Формулы для δ_a и δ_b были получены в нашей работе /67/ в яв-

ном виде для дифференциальных по энергии мюона распределений. Ответ достаточно компактен, однако он занимает около страницы журнального текста. Простота формулы (124) является как раз следствием ультрарелятивизма и инклюзивности. В разделе 16 мы увидим, что это справедливо и для процессов e^+e^- - аннигиляции.

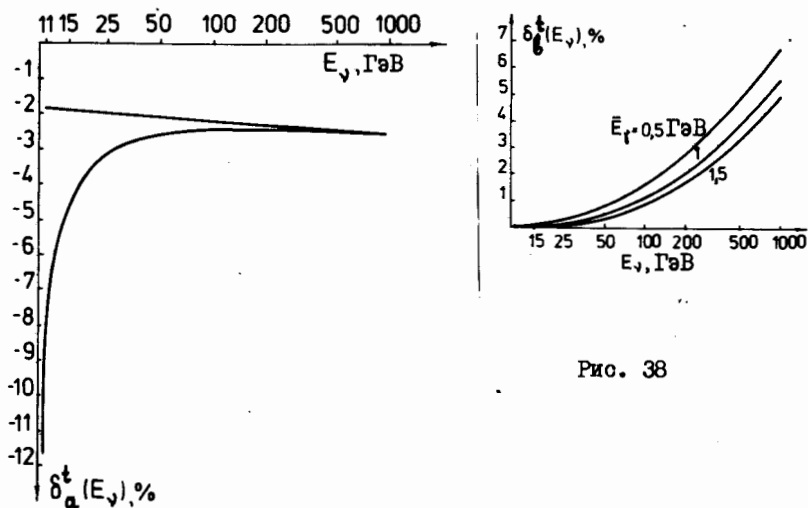


Рис. 37

Рис. 38

Завершая обсуждение чисто лептонных процессов, изучаемых в экспериментах с фиксированной мишенью, подчеркнем ещё раз, что эксперимент SNAARM-II - единственный из выполняемых в настоящее время, который может дать заметный вклад в физику прецизионных тестов теории ЭСВ. Иная информация в чисто лептонных процессах может быть получена лишь в экспериментах на e^+e^- - ускорителях. Перейдем теперь к обсуждению полулептонных процессов.

15. Глубоконеупругое рассеяние нейтрино и лептонов

В 1986 году появились результаты прецизионных измерений $\sin^2 \theta_w$ в нейтринных реакциях в экспериментах ЦЕРНа (СДНС /14, 71/, и SNAARM /15/ и ФНАД /15/ (СССР FRR и FMM). В связи с этим представляет интерес рассмотреть более подробно физику глубоконеупругих нейтринных CC - и NC -реакций

$$CC: \nu_l N \rightarrow \ell^- X,$$

(126)

$$NC : \nu_e N \rightarrow \nu_e X. \quad (I27)$$

Подробные результаты вычисления сечений этих реакций в однопетлевом приближении были недавно опубликованы нами в работе /73/.

Вычисление инклюзивных сечений $d^2\sigma_{cc(NC)}^{(\nu)} / dx dy$ (x - и y -обычные скейлинговые переменные) реакций (I26) и (I27) выполнялось по следующей схеме.

1). В рамках единой схемы перенормировки вычислялось сечение рассеяния $\nu_e(\bar{\nu}_e)$ на индивидуальном кварке "i", $[d^2\sigma_{cc(NC)}^{(\nu)}]_i$

$$\nu_e(\bar{\nu}_e) q_i \rightarrow \ell(\bar{\ell}) q_i, \quad (I28)$$

$$\nu_e(\bar{\nu}_e) q_i \rightarrow \nu_e(\bar{\nu}_e) q_i \quad (I29)$$

с точностью до однопетлевых электрослабых поправок. Амплитуды процессов (I28) и (I29) - частные случаи общих NC и CC амплитуд 4-х фермионных процессов. По формулам предыдущих лекций находим, отделяя поправки I-го типа,

$$M_{CC} \sim G_F^{(n)} \chi_{\alpha}(1+\gamma_5) \otimes \chi_{\alpha}(1+\gamma_5), \quad (I30)$$

$$M_{NC} \sim G_F^{(n)} \rho_{NC}^{(\nu; i)} \chi_{\alpha}(1+\gamma_5) \otimes [\chi_{\alpha}(1+\gamma_5) - 4(1-R) \chi_{NC}^{(\nu; i)}(q^2) \rho_{\alpha}]. \quad (I31)$$

Для CC - амплитуды все поправки I и II типов абсорбировались константой Ферми, в NC - амплитуде осталось два индуцированных фактора ρ_{NC} и χ_{NC} , которые, как и для случая $\nu_e e$ -рассеяния, можно рассматривать как конечные перенормировки,

$$G_F \rightarrow G_F^{(n)} \rho_{NC}^{(\nu; i)}, \quad \sin^2 \theta_W \rightarrow (1-R) \chi_{NC}^{(\nu; i)}(q^2). \quad (I32)$$

Факторы $\rho_{NC}^{(\nu; i)}$ и $\chi_{NC}^{(\nu; i)}$ не равны соответствующим величинам в амплитудах уже рассмотренных нами процессов. В соответствии с заменой (I32) сечения реакций (I28) и (I29) могут быть представлены в виде

$$\left[d^2\sigma_{cc(NC)}^{(\nu)} \right]_i = \left[d^2\sigma_{cc(NC)}^{(0)} \right]_{(I32)} + \left[d^2\sigma_{cc(NC)}^{QED} \right]_i, \quad (I33)$$

где вклад тормозного излучения в КЭД - часть сечения должен отвечать инклюзивной постановке эксперимента, т.е. должен быть проинтегрирован по полному фазовому объёму фотонов, что позволяет получить для него простое аналитическое выражение. Выражения для сечений, входящих в (133), получались многими авторами /73-75/. В работе /73/ мы сравнили разные вычисления и показали, что результаты работ /73-75/ совпадают. Таким образом, и в вычислении сечений инклюзивных нейтринных реакций имеется полная определенность в смысле учёта электрослабых поправок. Дальнейшая схема вычисления сечений процессов (26) и (27) выглядит следующим образом:

2). В полученных выражениях (133) для $d^2\sigma_i$ производится замена импульса начального партона

$$p_i^{(i)} \rightarrow \xi p_N, \quad (134)$$

где ξ - доля 4-импульса нуклона, переносимая i -м партоном.

3). Сечение $d^2\sigma_i$ умножается на партонную функцию распределения $f_i(\xi)$ кварка i -го сорта и интегрируется по ξ .

4). Полученные сечения некогерентно суммируются по всем типам кварков и антикварков, вовлечённых в реакции (126) и (127).

5). Наконец, сечение усредняется по протонам и нейтронам мишени, чтобы получить, например, сечение рассеяния на изоскалярной мишени (или другой смеси p и n).

Полученные таким образом дифференциальные сечения $d^2\sigma_{cc}(nc)$ являются результатом вычисления электрослабых радиационных поправок в рамках кварк-партонной модели, т.е. этот результат, в отличие от рассмотренных ранее примеров, является модельно-зависимым. Это проявляется в зависимости от партонных распределений, использованных в вычислениях, а также в зависимости от масс кварков в начальном (m_i) и конечном (m_f)-состояниях.

Что касается модельной зависимости от структурных функций, то она может быть минимизирована, если их взять из самого эксперимента. Если структурные функции заметно изменятся после приращения процедуры радиационных поправок, то последнюю можно повторить итерационно. Практика показывает, однако, что влияние структурных функций на радиационную поправку, определяемую равенством

$$\delta_{cc}(nc)^\ell(E, x, y) = \left[d^2\sigma_{cc}(nc)^\ell / dx dy \right]^\ell / \left[d^2\sigma_{cc}(nc)^\ell / dx dy \right]^{el} - 1, \quad (135)$$

где δ^ℓ - сечение, вычисленное вплоть до "одной петли", а δ^{el} обозначает борновское приближение ("ноль петель"), существенно подавлено в результате сокращения зависимости в отношении сечений (135).

Более существенной является зависимость от масс кварков поправок первого типа в $d\sigma^{e^+e^-}$ в (133). Как известно, радиационные поправки, вообще говоря, зависят от масс всех частиц, вовлеченных во взаимодействие. Конкретно, в нашем примере теорема Киношита - Ли - Науенберга⁶⁴ работает так, что в пределе малых масс

$$\begin{aligned} d\sigma/dx dy & - \text{зависят от } m_i, m_c, m_f; \\ d\sigma/dy & - \text{зависят от } m_i, m_c; \\ \sigma & - \text{зависят от } m_i. \end{aligned}$$

Для анализа данных, однако, существенно необходимы поправки к $d\sigma$. Исследуем, в первую очередь, зависимость $d\sigma$ от m_f . Из рис. 39 видно, что вариация m_f в очень широком интервале от 1 МэВ до 1 ГэВ меняет абсолютное значение δ_{cc}^{ve} не более, чем на 1%. Масса кварка в начальном состоянии m_i входит, однако, во все сечения, но как показывает вычисления, (см. рис. 40) и её влияние не очень велико.

Другие теоретические неопределенности вычисления поправок связаны с учётом нарушения скейлинга, соотношения Каллана - Гросса, с учётом порога возбуждения c -кварка и эффектов КХД, например, высших твистов. Все они в отличие от электрослабых поправок затрагивают и числитель и знаменатель формулы (135), поэтому из-за подобия $d\sigma^e$ и $d\sigma^{el}$ их зависимость в отношении сечений будет сильно подавлена. Кроме того, все перечисленные эффекты довольно малы, они рассматриваются как поправки к борновскому сечению, поэтому поправки от них в электрослабых поправках будут, очевидно, эффектами второго порядка малости.

Конкретное моделирование некоторых поправок (в частности, эффектов возбуждения порога рождения c -кварка) показывает, что точность вычисления радиационных поправок к процессам (126) и (127) лучше 10%, т.е.

$$\Delta \delta \lesssim \frac{1}{10} \delta. \quad (136)$$

Все перечисленные выше поправки и многие другие вносятся при анализе данных, как поправки к величине $\sin^2 \theta_w$, извлеченной из эксперимента без учёта. Так, например, в работе группы СДНБ приводится следующая таблица¹⁷¹.

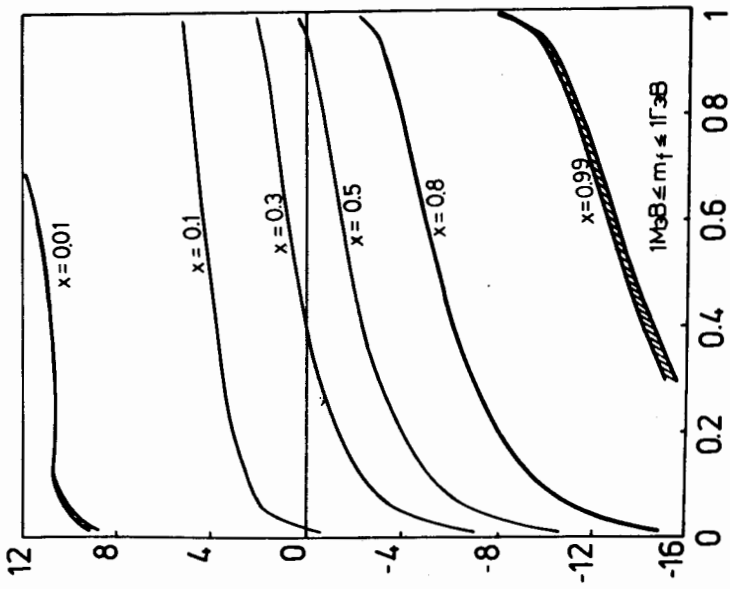


Рис. 39

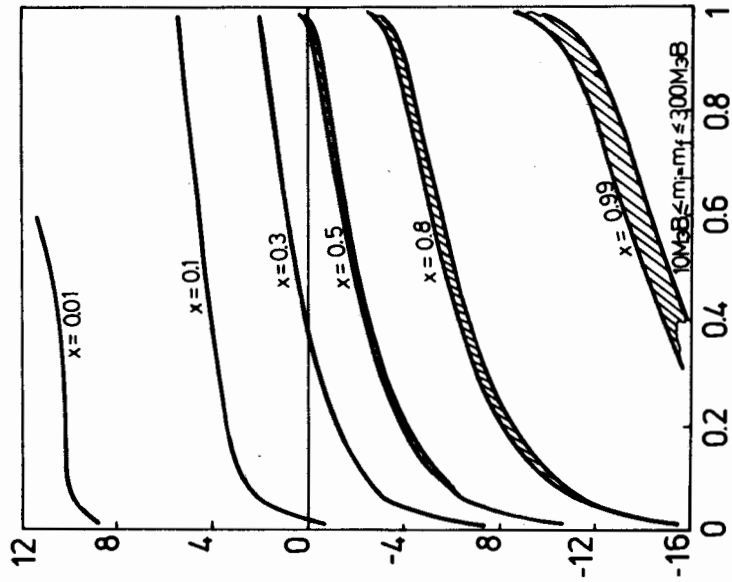


Рис. 40

Таблица 8

	$\Delta \sin^2 \theta_w$
Смешивание кварков	+ 0,0031 ± 0,0003
$\theta_L / \theta_T \neq 0$	+ 0,0006 ± 0,0006
Нестранные моря	+ 0,0022 ± 0,0003
Странное море	+ 0,0043 ± 0,0010
Очарованное море	+ 0,0003 ± 0,0003
Неизоскалярность мишени	- 0,0090 ± 0,0009
Радиационные поправки ($m_t = 45$ ГэВ, $M_H = 100$ ГэВ)	- 0,011 ± 0,002
Возбуждение S при фиксированном m_c	0 ± 0,003
Масса чарма $m_c = 1,5 \pm 0,3$	+ 0,010 ± 0,004

Полная теоретическая ошибка ±0,005

Как видно, теоретические ошибки весьма велики и, по-видимому, приводимый список не-полон, так как не учитываются, например, КХД-поправки, которые в [71] провозглашаются несущественными.

Видно также, что ошибки, связанные с вычислением электрослабых радиационных поправок, не являются основным источником теоретической ошибки (по нашему мнению, ошибка в вычислении радиационных поправок в табл. 8 завышена в два раза).

Посмотрим теперь ещё раз результаты четырех наиболее точных нейтринных экспериментов для $\sin^2 \theta_w$ [11]

Таблица 9

CHARM	0,236 ± 0,005 (эксп.) ± 0,003 (теор.)	+0,012 ($m_c = 15$)
CDHS	0,225 ± 0,005 (эксп.) ± 0,003 (теор.)	+0,013 ($m_c = 15$)
CCFR	0,239 ± 0,008 (эксп.) ± 0,011 (теор.)	} $m_c = 1,5 \pm 0,4$
FMM	0,244 ± 0,012 (эксп.) ± 0,013 (теор.)	
Среднее	0,232 ± 0,004 (эксп.) ± 0,006 (теор.)	

Главный вывод, который следует из таблицы 9: $\Delta(\text{теор}) > \Delta(\text{эксп})$. Именно большая теоретическая ошибка не позволяет, строго говоря, использовать $\sin^2 \theta_w$, извлеченный из анализа глубокоэластичных нейтринных реакций для прецизионных тестов теории ЭСВ.

Тем не менее мы проведем дальнейший анализ результатов нейтрин-

ных экспериментов, "закрывая глаза" на эту проблему. Первый вывод, который делают некоторые авторы¹⁶, иллюстрирует рис. 4I.

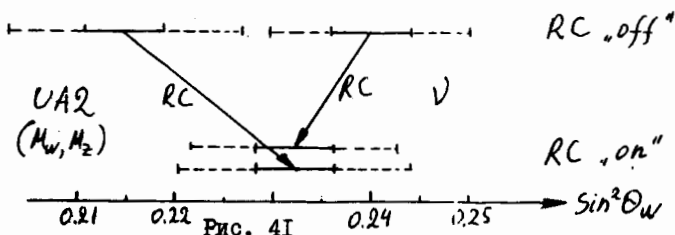


Рис. 4I

Показаны данные $UA2$ по массам M_W и M_Z и среднее четырех нейтринных экспериментов без учета и с учетом радиационных поправок. Сплошные линии — статистические ошибки экспериментов, пунктирные — теоретические для $\nu_{\mu}N$ и систематические для M_W , M_Z (ошибка нормировки шкалы энергии). Как видно, если бы пунктирных ошибок не было, можно было бы сказать, что поправки проверены! Правда, следует сделать оговорку, что если сдвиг данных $UA2$ почти целиком обусловлен перенормировкой $\alpha(0) \rightarrow \alpha(M_Z^2)$, то сдвиг нейтринных данных на 90% обусловлен КЭД-поправками первого типа к нейтринной CC -реакции. Вторая оговорка состоит в том, что данные $UA2$ проинтерпретированы достаточно вольно. А именно, взято среднее между

$$\sin^2 \theta_w = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 0,242 \pm 0,023 \text{ (стат.)} \pm 0,009 \text{ (сист.)}, \quad (I37)$$

вычисленным непосредственно из масс W - и Z^0 -бозонов и

$$\sin^2 \theta_w = 0,227 \pm 0,009, \quad (I38)$$

вычисленным по формуле

$$\sin^2 \theta_w = \frac{A_0^2}{M_W^2(1-\alpha r)}. \quad (I39)$$

Непоследовательность таких действий очевидна: мы хотим проверить эффект поправок, предполагая в то же время их справедливость, когда берем $\sin^2 \theta_w$ из формулы (I39). Для проверки поправок надо использовать не зависящее от их вычисления определение (I37), которое вследствие больших ошибок не дает никакой информации по интересующей нас проблеме.

Другим интересным вопросом является чувствительность извлекаемого из нейтринных реакций $\sin^2 \theta_w$ к неизвестным параметрам теории M_Z и M_H . Параметр $\sin^2 \theta_w$ извлекается из отношения сечений

$$R_V = \frac{\sigma_{NC}}{\sigma_{CC}} \approx \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_w. \quad (I40)$$

Вспомня, что $\sigma_{NC}^{(1)}$ получается заменой (I32), находим

$$R_V^{(1)} = (1 + 2\rho_{NC}^{(1)}) \left[\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_w (1 + \chi_{NC}^{(1)}) + \frac{20}{27} \sin^4 \theta_w (1 + 2\chi_{NC}^{(1)}) \right] \quad (I41)$$

$$\approx R_V^{(0)} + 2\rho^{(1)} R_V^{(0)} + \left[-1 + \frac{40}{27} \sin^2 \theta_w \right] \sin^2 \theta_w \chi_{NC}^{(1)}.$$

Подставляя в (I40) $\sin^2 \theta_w^{exp} = \sin^2 \theta_w + \Delta \sin^2 \theta_w$, имеем

$$\Delta \sin^2 \theta_w = \chi_{NC}^{(1)} - \frac{2R_V^{(0)}}{1 - \frac{40}{27} S_\theta^2} \rho_{NC}^{(1)}. \quad (I42)$$

Используя формулы (I06-I07), подставим $\chi_{NC}^{(1)}$ и $\rho_{NC}^{(1)}$, удерживая лишь квадратичные по m_t^2 члены

$$\Delta \sin^2 \theta_w = - \frac{S_\alpha m_t^2}{4\pi M_W^2} \left[\frac{R_V^{(0)}}{S_\theta^2} - \frac{2R_V^{(0)}}{S_\theta^2 (1 - \frac{40}{27} S_\theta^2)} \right]. \quad (I43)$$

При $S_\theta^2 = 0,23$ имеется сильное сокращение двух членов в квадратных скобках выражения (I43) (3.35 - 4.08). Таким образом, зависимость от m_t^2 оказывается сильно подавленной. Иными словами, незнание m_t слабо сказывается на извлекаемом из нейтринных реакций $\sin^2 \theta_w$. На это свойство впервые обратил внимание Р. Стюарт^{170/}. Оно подтверждается и результатами нашего общего рассмотрения^{173/}. В работе^{173/} мы исследовали сдвиг $\Delta \sin^2 \theta_w$ как функцию m_t^2 , не ограничиваясь квадратичным по m_t^2 приближением в ρ_{NC} и χ_{NC} .

Таблица 10

m_t^2 (ГэВ)	30	45	60	90	120	180	240
$\Delta \sin^2 \theta_w$	-0,010	-0,009	-0,008	-0,010			

Как видно, сдвиг $\Delta \sin^2 \theta_w$ в широком интервале m_t^2 практически не зависит от m_t^2 . Как мы видели, величины Δr и χ_{NC} сильно зависят от m_t^2 . Эти свойства чрезвычайно удобны в настоящей ситуации, пока m_t^2 неизвестно.

Проведенный анализ показывает, что извлекаемый из нейтринных

реакций $\sin^2\theta_w$ весьма важен для прецизионных тестов теории ЭСВ. В связи с этим очень актуален анализ теоретических неопределенностей с целью их возможного уменьшения.

Похожий круг проблем возникает при анализе глубоконеупругого eN - рассеяния

$$eN \rightarrow eX.$$

(I44)

Проведенные до сих пор эксперименты ^{176/} не дали хорошей точности в $\sin^2\theta_w$, поскольку достигнутые энергии были настолько малы, что заметный вклад давали лишь диаграммы $Z\gamma$ - интерференции, слабо чувствительные к $\sin^2\theta_w$. Ситуация резко изменится при энергии ускорителя HERA (30 ГэВ, $e^- + 820$ ГэВ, p), где процесс (I44) будет одним из главных объектов экспериментального изучения.

При энергии HERA диаграммы γ - и Z^0 -обмена в t -канале сравниваются по величине, в отличие от ситуации в S -канале на Z^0 -полусе, где доминирует Z^0 -обмен. Полный расчет электрослабых поправок был проведен в двух работах ^{140, 77/}, результаты которых не согласуются друг с другом.

Радиационные поправки к диаграмме однофотонного обмена хорошо исследованы ^{178/}. Они имеют характерную зависимость от Y при фиксированном Q^2 : стремятся к $-\infty$ при $Y \rightarrow Y_{thr}$ и к $+\infty$ при $Y \rightarrow 1$. Сравнение вкладов диаграмм γ - и Z^0 -обмена при $s \gg M_Z^2$ показывает, что эта характерная зависимость не может сильно измениться при добавлении диаграмм Z^0 -обмена. Результаты, работы ^{177/} не показывают такого поведения, поэтому кажется вероятным, что именно они неверны. Тем не менее мы начали осуществлять программу перевычисления электрослабых поправок к $e p$ -рассеянию при энергии ускорителя HERA. Первые результаты ^{179/}, полученные на пути реализации этой программы, подтверждают результаты нашей прежней работы ^{140/}. Тщательный анализ электрослабых поправок для экспериментов на ускорителе HERA - еще одна актуальная задача в обсуждаемой области физики прецизионных тестов теории ЭСВ.

В заключительных разделах лекций мы обсудим некоторые вопросы прецизионной физики, доступной на e^+e^- -ускорителях в области Z^0 -полуса. Физическая программа измерений на SLC , вступающей в строй в конце 1987 г., и LEP - в начале 1989 г. включает измерение массы Z^0 -бозона, его парциальных и полной ширины, определение числа легких нейтральных частиц, связанных с Z^0 -бозоном, измерение констант слабых нейтральных токов лептонов и кварков с рекордной точностью, на порядок превышающей достигнутой в настоящее время.

16. Форма Z^0 -линии

Масса и ширины Z^0 -бозона будут определяться посредством изучения полного сечения процесса

$$e^+e^- \rightarrow X, \quad (145)$$

где X - либо выделенное конечное состояние $l\bar{l}$ ($l \neq e$), $q\bar{q}$, либо сумма по всем адронам, например. Аппелируя к понятию кварк-адронной дуальности, процесс (145) в низшем порядке теории возмущений можно описать следующей суммой диаграмм:

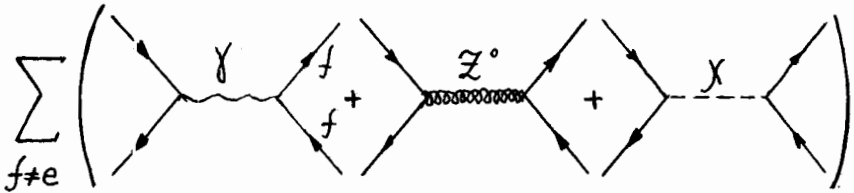


Рис. 42

Диаграмма с обменом хиггсовским бозоном χ имеет дополнительный малый фактор $m_e m_f / M_W^2 < 3 \cdot 10^{-6}$ при $m_f < M_W/2$, поэтому ей можно пренебречь. Таким образом, сечение процесса, рис. 42, содержит три характерных вклада: квадрат диаграммы с обменом γ -квантом, квадрат Z^0 -обмена и $Z^0\chi$ -интерференцию. В древесном приближении дифференциальное по углу θ (e^-, f^+) сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi\alpha^2}{2S} \left\{ \begin{array}{l} |1|^2 \\ + 2|Q_f| \operatorname{Re} \chi [v_e v_f (1 + \cos^2\theta) + 2a_e a_f \cos\theta] \\ + |\chi|^2 [(v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2)(1 + \cos^2\theta) + 8v_e a_e v_f a_f \cos\theta] \end{array} \right\} \begin{array}{l} |1|^2 \\ 2\operatorname{Re}(Z^*\gamma) \\ |Z|^2 \end{array} \quad (146)$$

Здесь ψ_e и ψ_f векторные связи электрона и фермиона

$$\tilde{\psi}_f = 1 - 4(1-R)/|Q_f|, \quad (I47)$$

a_e и a_f - аксиальные связи, зафиксированные равными +1, Q_f - заряд фермиона в конечном состоянии ($Q_e = -1$),

$$\chi = \frac{1}{16R(1-R)} \frac{S}{S - \tilde{M}_Z^2}, \quad \tilde{M}_Z^2 = M_Z^2 - iM_Z\Gamma_Z \quad (I48)$$

- отношение амплитуд Z^0/γ -обмена. На Z^0 -полусе

$$|\chi|^2 = \left[\frac{M_Z}{16R(1-R)\Gamma_Z} \right]^2 \approx \left(\frac{M_Z}{3\Gamma_Z} \right)^2 \approx 10^2, \quad (I49)$$

при $S \gg M_Z^2$

$$|\chi|^2 \approx 10^{-1}. \quad (I50)$$

Из-за наличия аксиальных связей дифференциальное сечение (I46) содержит нечетные по $\cos\theta$ члены, обуславливающие ненулевую асимметрию вперед-назад

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}, \quad (I51)$$

$$\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta, \quad \sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta. \quad (I52)$$

Вдали от Z^0 -резонанса, при $S \ll M_Z^2$ членом $|\chi|^2$ в (I46) можно пренебречь, тогда, как следует из формулы (I46), A_{FB} пропорциональна лишь аксиальным связям фермионов, т.е. не зависит от $\sin^2\theta_w$. Напротив, на Z^0 -полусе, где член $|\chi|^2$ доминирует, $A_{FB} \sim \psi_e \psi_f$ и очень сильно зависит от $\sin^2\theta_w$. На этом свойстве и основано прецизионное измерение $\sin^2\theta_w$. Эти вопросы мы обсудим в следующем разделе. В этом разделе мы обсудим, какую информацию можно получить, измеряя полное сечение процессов (I45). Интегрируя (I46) по $\cos\theta$ в пределах $(-1, +1)$, имеем

$$\sigma(s) = \frac{4\pi d^2}{3s} \left\{ Q_f^2 + 2|Q_f| \operatorname{Re} \chi \psi_e \psi_f + |\chi|^2 (\psi_e^2 + a_e^2) (\psi_f^2 + a_f^2) \right\}. \quad (153)$$

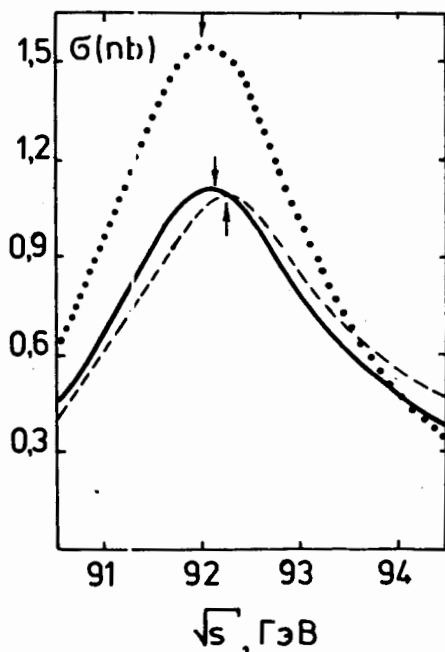


Рис. 43

поправок совершенно необходим. Перейдем поэтому к обсуждению вычисления сечения процесса

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}(\gamma) \quad (154)$$

с точностью до поправок первого порядка по α .

Процесс (154) описывается хорошо известной NC -амплитудой, формула (54). Вынося \mathcal{F}_1^2 и формируя обычным способом $G_F^{(\mu)}$, имеем

Зависимость $\sigma(s)$ изображена на рис. 43 ^{46/} (линия из точек). Кривая $\sigma(s)$ называется кривой возбуждения Z^0 -резонанса (в английской литературе используется термин Z^0 -line shape). Z^0 -резонанс, рис. 42, имеет почти брейт-вигнеровскую форму, незначительно искаженную интерференционным членом и общим фактором S^{-1} , см. формулу (153).

Ясно, что прецизионные измерения $\sigma(s)$ в районе Z^0 -пика дают возможность определить M_Z и Γ_Z по положению и ширине брейт-вигнеровской кривой. На рис. 43 показана также форма Z^0 -кривой, вычисленная с учетом радиационных поправок (сплошная кривая).

Видно, что при точности измерения M_Z и $\Gamma_Z \approx 50$ МэВ, предполагаемой на ЛЭП, учет

$$M_{ll}^{NC} = G_F^{(N)} P_{NC}^{(ff)} \left[\chi_\alpha(1+\gamma_5) \otimes \chi_\alpha(1+\gamma_5) - 4(1-R) |Q_f| \chi_e(s,t) \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha(1+\gamma_5) \right. \\ \left. - 4(1-R) |Q_f| \chi_f(s,t) \chi_\alpha(1+\gamma_5) \otimes \chi_\alpha + 16(1-R)^2 |Q_f Q_f| \chi_{ef}^2(s,t) \chi_\alpha \otimes \chi_\alpha \right] \\ C_{ef}^A \left[\chi_\alpha \otimes \chi_\alpha F_1^A(s,t) + \chi_\alpha \gamma_5 \otimes \chi_\alpha \gamma_5 F_2^A(s,t) \right],$$

где

$$\chi_e = \frac{F_2^Z}{F_1^Z} \quad \text{и т.д.} \quad (I55)$$

Существенным отличием амплитуды (I55) от рассмотренных ранее в разделах II, I3 и I5 для Z^0 -распада и Vf -рассеяния является то, что вместо одного χ -фактора, мы имеем три, в общем случае разных формфактора χ_e , χ_f и χ_{ef} (при $f=l$, $\chi_f = \chi_e$). Это обстоятельство, к сожалению, лишает возможности дать им простую физическую интерпретацию конечной перенормировки $\sin^2 \theta_w$ и ввести $\sin^2 \theta_w^{eff}$, подобный (I20). По этой же причине не так просто указать замену типа (II9), с помощью которой можно было бы легко получить сечение однопетлевого приближения из борновского.

Мы просто приведем ответ для $d\sigma^{EW}$, отделяя, как обычно, КЭД-диаграммы первого типа. При этом формфактор F_2^A , обусловленный диаграммами 2γ -обмена, целиком уйдет в КЭД-сечение, а формфактор F_1^A можно разбить на сумму двух членов: в один включить поляризацию фотонного вакуума за счет фермионов (вклады второго типа), а во второй - все оставшиеся вклады. Используя одинаковость спиновых структур $\chi_\alpha \otimes \chi_\alpha$ при F_1^A и χ_{ef} , можно переопределить χ_{ef} , включив в него эти вклады, из F_1^A . Тогда остаток F_1^A будет равен,

$$\bar{F}_1^A = \frac{\alpha(s)}{\alpha}, \quad (I56)$$

где $\alpha(s)$ дается формулой (56).
Итак,

$$\frac{d\sigma_{\mu}}{d\cos\theta} = \frac{d\sigma^{-EW}}{d\cos\theta} + \frac{d\sigma^{QED}}{d\cos\theta}, \quad (I57)$$

$$\begin{aligned} \text{a} \quad \frac{d\sigma^{EW}}{d\cos\theta} &= \frac{\pi}{s^2 S} \left\{ \alpha^2(s) Q_f^2 (1 + \cos^2\theta) \right. \\ &+ 2 \operatorname{Re} \chi(s, t) \alpha(s) |Q_f| \left[(1 + \cos^2\theta) v_e^{1e} v_f^{1e} + 2 \cos\theta \right] \\ &\left. + |\chi(s, t)|^2 \left[(1 + \cos^2\theta) \left(1 + (v_e^{1e})^2 + (v_f^{1e})^2 + (v_{ef}^{1e})^2 \right) + 4 \cos\theta \left(v_e^{1e} v_f^{1e} + v_{ef}^{1e} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (I58)$$

$$\text{b} \quad (I58) \quad \chi(s, t) = \frac{G_F^{(u)} S M_Z^2 P_{NC}^{(ff)}(s, t)}{8 \sqrt{2} \pi (s - \tilde{M}_Z^2)}, \quad (I59)$$

$$v_e^{1e} = 1 - 4(1-R) |Q_e| \alpha_e(s, t), \quad (I60)$$

$$v_f^{1e} = 1 - 4(1-R) |Q_f| \alpha_f(s, t),$$

$$v_{ef}^{1e} = 1 - 4(1-R) |Q_e| \alpha_e(s, t) - 4(1-R) |Q_f| \alpha_f(s, t) + 16(1-R) |Q_e Q_f| \alpha_{ef}(s, t)$$

Как видно из (I60), формфакторы α_e и α_f можно рассматривать как конечные однопетлевые перенормировки векторных констант v_e и v_f слабого нейтрального тока, ибо при выключении поправок ($\alpha_e = \alpha_f = 1$) мы получаем для v_a обычное выражение (I47). Формфактор же α_{ef} имеет смысл конечной перенормировки произведения векторных связей нейтральных e и f -токов, т.к. без поправок

$$v_{ef} = v_e \cdot v_f. \quad (I61)$$

При учете поправок ($\alpha_{ef} \neq \alpha_e \cdot \alpha_f$)

$$v_{ef}^{12} \neq v_e^{12} \cdot v_f^{12}$$

Интересно отметить, что для обсуждавшихся в разделе (9) квадратичных по M_f поправок равенство (I61) сохраняется и в однопетлевом приближении, поэтому при $m_f^2 \gg M_w^2$ для не очень точных оценок можно опять рассматривать эффективный однопетлевой параметр

$$\sin^2 \theta_w^{eff} = \sin^2 \theta_w^{(e\bar{e} \rightarrow f\bar{f})} = (1-R)\alpha_e(s, t). \quad (I62)$$

Однако для прецизионного анализа следует использовать точные формулы (I58)-(I60).

Выражение для $d\sigma^{QED}$ было недавно впервые получено нами для случая исключившейся экспериментальной ситуации $^{180/}$ (регистрация событий без каких бы то ни было "катов"), т.е. мы проинтегрировали сечение по всем кинематическим переменным фотона в максимальных кинематических пределах. Мы представим ответ, используя введенные нами КЭД-формфакторы $^{180/} F, G, H$:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{QED}}{d\cos\theta} = & \frac{\alpha^3}{2s} \left\{ Q_f^2 (F_0 + Q_f \cdot F_1 + Q_f^2 F_2) \right\} |X|^2 \\ & + 2\text{Re} \left[X \cdot |Q_f| v_e v_f (G_0 + Q_f \cdot G_1 + Q_f^2 G_2) \right] \\ & + 2\text{Re} \left[X \cdot |Q_f| (G_3 + Q_f \cdot G_4 + Q_f^2 G_5) \right] \left. \right\} 2\text{Re}(z^* X) \\ & + |X|^2 (v_e^2 + 1)(v_f^2 + 1) \text{Re}(H_0 + Q_f H_1 + Q_f^2 H_2) \\ & + 4 |X|^2 v_e v_f \text{Re}(H_3 + Q_f H_4 + Q_f^2 H_5) \left. \right\} |Z|^2 \\ & \quad \quad \quad \uparrow \quad \quad \quad \uparrow \quad \quad \quad \uparrow \\ & \quad \quad \quad |e|^2 \quad \text{Re}(e^* f) \quad |f|^2 \end{aligned} \quad (I63)$$

В выражении (I63) σ_e , σ_f и χ определяются формулами (I47)-(I48). КЭД-формфакторы F, G, H зависят от S, m_e^2, M_e^2 и $\cos\theta$, четность функций по $\cos\theta$ совпадает с четностью ее индекса. Формфакторы с индексами 0 и 3 отвечают КЭД-поправкам в начальном состоянии, 2 и 5 - в конечном состоянии, а 1 и 4 - интерференции излучений из начального и конечного состояний и $\beta\beta$ - и $Z\beta$ -обменным диаграммам.

Функции конечного состояния связаны с мнимой частью поляризационных операторов

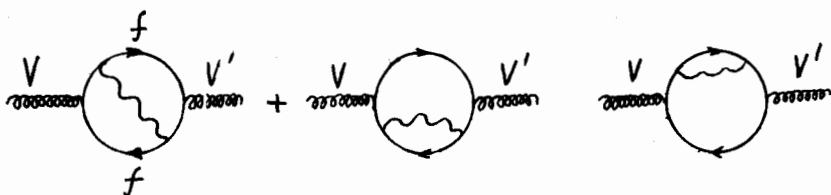


Рис. 44

Вследствие этого имеют место равенства

$$F_2 = G_2 = H_2 = \frac{5}{4} - \frac{3}{4} \cos^2\theta, \quad (I64)$$

$$G_5 = H_5 = 0. \quad (I65)$$

Остальные формфакторы выглядят намного сложнее, мы приведем их явный вид в одной из наших следующих работ. Как уже говорилось, явный вид формфакторов был найден в инклюзивной экспериментальной ситуации, весьма близкой эксперименту по измерению формы Z^0 -линии, т.е. полного сечения σ_{tot} реакции



Конечно, в реальном эксперименте некая доля полного сечения не наблюдается по разным причинам. В принципе, последнюю величину, σ_{unobs} , можно вычислить по методу Монте-Карло, тогда "наблюдаемую форму Z^0 линий" можно представить как разность

$$\sigma_{tot} - \sigma_{unobs}. \quad (I67)$$

Возможно, для установок с 4π -геометрией и высокой эффективностью регистрации можно добиться выполнения условия

$$\sigma_{unobs} \ll \sigma_{tot}. \quad (I68)$$

В таком случае монте-карловский расчет величины $\sigma_{\text{вирт}}^{\text{вирт}}$ будет намного эффективнее, чем разности (I67) в целом, как это делается сейчас и предлагается делать для экспериментов на SLC/LEP /44/. Интегрирование выражения (I57) по $\cos\theta$ до полного сечения весьма нетривиально, $d\sigma^{\text{EW}}$ через ρ и α зависит от t и через него от $\cos\theta$,

$$t = \frac{s}{2}(1 - \cos\theta). \quad (\text{I69})$$

Аналитическое интегрирование $d\sigma^{\text{QED}}$ до полного сечения недавно было выполнено нами /80/. Результат имеет удивительно простой вид:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{QED}} = & \frac{4}{3} \frac{\alpha^3}{s} \left\{ Q_f^2 \left(F_0^t + \frac{3}{4} Q_f^2 \right) + 2 \operatorname{Re} \left(r_f |Q_f| \left[v_e v_f \left(G_0^t + \frac{3}{4} Q_f^2 \right) + Q_4^t \right] \right) \right. \\ & \left. + |r_f|^2 \left(v_e^2 + 1 \right) \left(v_f^2 + 1 \right) \operatorname{Re} \left(H_0^t + \frac{3}{4} Q_f^2 \right) + 4 v_e v_f Q_f \operatorname{Re} \left(H_4^t \right) \right\}; \quad (\text{I70}) \end{aligned}$$

$$F_0^t = A + B \left(\ln \frac{s}{m_f^2} - \frac{7}{6} \right),$$

$$G_0^t = A + B \left[R + \frac{1}{2} + (1+R^2)L_R \right],$$

$$H_0^t = A + B \left[2R + \frac{1}{2} - |R|^2 + \frac{i}{g} (1-R^*)R(1+R^2)L_R \right],$$

$$G_4^t = -\frac{g}{4} - \frac{3}{2} \ln \frac{s}{M^2},$$

$$H_4^t = -3 \ln \frac{s}{M^2};$$

$$A = \frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}, \quad B = \ln \frac{s}{m_e^2} - 1, \quad L_R = \ln \left(1 - \frac{1}{R} \right);$$

$$R = \frac{M^2}{s}, \quad M^2 = M_2^2 - i M_2 \Gamma_2, \quad g = \frac{M_2 \Gamma_2}{s}. \quad (\text{I71})$$

Член пропорциональный Γ^{-1} в выражении для H_0^t в (I71) - знаменитый радиационный хвост ^{/81/}. При $S \gg M_2^2$ отношения

$$\frac{\sigma_{tail}}{\sigma_{point}} = |x|^2 \alpha \frac{M_2}{\Gamma_2} \left(\ln \frac{S}{m_e^2} - 1 \right) \sim 1 \quad (I72)$$

и

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_{point}} = 1 + |x|^2 \sim 1. \quad (I73)$$

Т.е. сечение процесса с излучением жесткого фотона становится сравнимым с сечением процесса в низшем порядке, диаграммы рис.42.

Физическая причина этого состоит в том, что при $S \gg M_2^2$ возможно излучение фотона с такой энергией, после потери которой "сечение сядет" на Z^0 -резонанс. Здесь, как и для глубоконеупругого eN -рассеяния ^{/79/}, также по чисто кинематическим причинам, открывается новый, весьма вероятный канал реакции.

Излучение второго фотона уже не приводит к дополнительному росту сечения, поскольку с точки зрения кинематики не важно, как потерять энергию - излучением одного или нескольких фотонов. Поэтому поправка $\sim d$ к σ_{tail} ожидается $\sim d/\pi \ln(S/m_e^2)$. Учитывая (I72)-(I73), видим, что вычисление поправок $\sim d$ к σ_{tail} или $\sim d^2$ к σ_{tot} совершенно необходимо для анализа данных.

В последнее время в этом направлении появился ряд работ, основанных на методе структурных функций, заимствованном из квантовой хромодинамики ^{/82,83/}. Важность учета поправок высшего порядка иллюстрирует следующая таблица, взятая из работы ^{/83/}.

Таблице. II

Приближение	Born	LL1	LL1+LL2	LL1+LL2+F1	LL1+LL2+LL3+F1
Положение Z^0 -пика, Γ_{2B}	($M_2=92$) 92.02	92.22	92.II	92.I0	92.I2
Сечение в Z^0 -пике, μb	I.59	I.I5	I.I5	I.I2	I.II

Таблица воспроизводит результаты вычисления формы Z^0 -линии в различных теоретических приближениях. Символ LLi означает, что кроме борновского члена учитываются ведущие логарифмы i -го порядка

$$\left(\frac{\alpha}{\pi} \ln \frac{S}{m_e^2} \right)^i, \quad (I74)$$

а символ F_i - что учитываются конечные члены порядка α^i . Показано, где находится Z^0 -пик и каково пиковое сечение при учете соответствующих поправок. Видно, что неучет даже LL3 приводит к 20 МэВ неточности в определении позиции Z^0 -пика. Учитывая, что в экспериментах на ЛЭП в измерении M_Z и Γ_Z ожидается точность $\pm 20 - 50$ МэВ, мы делаем вывод, что именно порядок LL3 является характерной мерой величины поправок, которые еще необходимо учитывать, а много меньшими можно пренебречь. Проанализируем порядок основных КЭД- и КХД-поправок к Z^0 -линии.

КЭД

КХД /84/

Поправки первого порядка [см. (I7I)]

$$LL1: \frac{\alpha}{\pi} t \approx 5.6\% \quad \left(t = \ln \frac{M_Z^2}{m_e^2} \right), \quad \frac{\Delta_S(M_Z^2)}{\pi} \approx 4\%$$

$$F1: \begin{cases} \frac{\alpha}{\pi} \approx 0.23\% \\ \frac{\alpha}{\pi} t \frac{\Gamma_Z}{M_Z} \approx 0.16\% \end{cases}$$

Поправки второго порядка [по аналогии с (I7I)]

$$LL2: \left(\frac{\alpha}{\pi} t \right)^2 = 0.32\%, \quad \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 = 0.32\%$$

$$\text{Next to LL2} \begin{cases} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 t \approx 0.043\% \\ \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 t \frac{M_Z}{\Gamma_Z} = 0.39\% \end{cases}$$

$$F2: \begin{cases} \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \approx 0.0005\% \\ \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \frac{M_Z}{\Gamma_Z} \approx 0.019\% \end{cases}$$

Поправки третьего порядка

$$\Delta\Delta 3 : \left(\frac{\alpha}{\pi} t\right)^3 \approx 0,013\% ,$$

$$d_3 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 = 0,012\% .$$

Из приведенного списка поправок $\sim d^2$ видно, что многие из них превышают поправку $\Delta\Delta 3$. Т.о., видно, что полный расчет поправок $\sim d^2$ к Z^0 -линии — весьма актуальная физическая задача для прецизионного анализа данных в области Z^0 -резонанса.

I.7. Реакция $e^+e^- \rightarrow \bar{f}f$ и измеряемые асимметрии

Наиболее точные значения констант нейтрального слабого тока и параметра $\sin^2\theta_W$ будут извлекаться в ближайшем будущем из анализа измерений различных асимметрий в реакции

$$e^+e^- \rightarrow \bar{f}f \quad (I75)$$

на Z^0 -полосе.

В (I75) f — любой фундаментальный фермион: l или q . Наибольший интерес представляют чисто лептонные каналы ($f = \mu, \tau$) и принципиально тагируемые каналы с образованием тяжелых кварков (s, c, b и, возможно, t).

Наиболее часто обсуждаются три асимметрии: A_{FB} , A_{LR} и A_{pol} :

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \bar{\sigma}_B}{\bar{\sigma}_F + \sigma_B} = \frac{\sigma_F(f) - \sigma_F(\bar{f})}{\sigma_F(f) + \sigma_F(\bar{f})} = A_{ch}, \quad (I76)$$

где $\bar{\sigma}_{F,B}$ даются формулами (I52); вследствие сохранения CP зарядовая асимметрия, определенная второй половиной равенств (I76), совпадает с A_{ch} ;

$$A_{LR} = \frac{\sigma_L - \bar{\sigma}_R}{\bar{\sigma}_L + \sigma_R}, \quad (I77)$$

где $\bar{\sigma}_{L,R}$ — сечение процесса

$$e_{L,R}^- + e^+ \rightarrow X, \quad (I78)$$

X — любое состояние, в частности, эксперимент может быть сделан в полностью инклюзивной постановке;

$$A_{pol} = \frac{\sigma(f_L) - \sigma(f_R)}{\sigma(f_L) + \sigma(f_R)}, \quad (I79)$$

где $\sigma(f_{L,R})$ - сечения рождения формина f в конечном состоянии с измеряемой в эксперименте поляризацией. Считается, что симметрия (I79) доступна для анализа лишь в канале $f = \pi$, посредством измерения поляризации π по спектру пионов в распаде $\pi \rightarrow \pi \nu_e$.

Выражение для A_{FB} в борновском приближении можно получить, интегрируя спектр (I46) по $\cos \theta$ от 0 до 1:

$$\int_{FB} \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta = \frac{\pi \alpha^2}{2S} \left\{ \frac{4}{3} Q_f^2 + 2 \operatorname{Re} \chi |Q_f| \left[\frac{4}{3} v_e v_f + a_e a_f \right] + |\chi|^2 \left[\frac{4}{3} (v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2) \right] \right. \\ \left. =: 4 v_e a_e v_f a_f \right\}, \quad (I80)$$

откуда можно сразу получить A_{FB} в двух практически интересных случаях:

1) вдали от резонанса $S \ll M_Z^2$, что отвечает проведенным экспериментам на PEP, PETRA

$$A_{FB} = \frac{3/\chi |a_e a_f|}{2|Q_f|} = \frac{3 S G_F^{(\mu)}}{16\pi \alpha (1 - S/M_Z^2)} \frac{a_e a_f}{|Q_f|}; \quad (I81)$$

2) на Z^0 - полюсе, $S = M_Z^2$, что отвечает экспериментам на SLC/LEP

$$A_{FB} = \frac{3 v_e a_e v_f a_f}{(v_e^2 + a_e^2) (v_f^2 + a_f^2)} \equiv 3 \eta_e \eta_f, \quad (I82)$$

(I83)

$$\eta_f = \frac{v_f}{v_f^2 + a_f^2}, \quad v_f = 1 - 4(1-R)/Q_f, \\ a_f = 1.$$

Выражения для A_{LR} и A_{pol} в борновском приближении при $S = M_Z^2$ мы приведем без вывода,

$$A_{LR} = 2 P_e \eta_e, \quad (I84)$$

$$A_{pol} = 2\eta_e, \quad (185)$$

где ρ_e - продольная поляризация электронов. Приведем еще выражение для A_{FB} в случае ненулевой поляризации пучка электронов

$$A_{FB} = 3\eta_e \frac{\rho_e + \frac{1}{2}\rho_e}{1 + 2\rho_e\rho_e} \approx \frac{3}{2}\eta_e\rho_e. \quad (186)$$

Точность измерения $\sin^2\theta_w$ связана с абсолютными точностями измерения асимметрий

$$\delta S_w^{-1} = \frac{1}{C_{FB}} \delta A_{FB}, \quad \delta S_w^2 = \frac{1}{C_{pol}} \delta A_{pol}. \quad (187)$$

В таблице 2 приведем интересующие нас величины при $S = M_2^2$ при трех значениях $S_w^2 = 0,22, 0,23$ и $0,24$.

Таблица 12

S_w^2	ρ_e	A_{FB}	A_{pol}	C_{FB}	C_{pol}
0,22	0,1183	0,0420	0,2366	2,798	7,663
0,23	0,0795	0,0190	0,1590	1,896	7,848
0,24	0,0399	0,0049	0,0799	0,9330	7,962

Из таблицы следует, что если потребовать точность в S_w^2 $\Delta S_w^2 = 0,001$, то при $S_w^2 = 0,23$ результат измерения асимметрий должен выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{FB} \pm \delta A_{FB} &= 0,019 \pm 0,002, & (10\%) \\ A_{pol} \pm \delta A_{pol} &= 0,080 \pm 0,008. & (5\%) \end{aligned} \quad (188)$$

Для небольших величин A можно воспользоваться приближенной оценкой

$$\delta A = \frac{\delta \sigma}{\sqrt{2} \sigma}, \quad (189)$$

где σ - одно из сечений, из которых составлено соответствующее A , выражения (176), (177) и (179). Из (188)-(189) следует, что A_{pol} требует намного меньшей статистики, чем A_{FB} , для получения одной и той же точности ΔS_w^2 .

Ситуация с $A_{LR}(184)$, похожа на ситуацию с A_{pol} , но точность будет тем хуже, чем меньше P_e . Кроме того, δA_{LR} будет естественно содержать и ошибку δP_e .

Асимметрии (185) и (186) в случае тяжелых кварков ($f=c, b$) становятся очень большими, так как $Q_{1/2} = 0,353$, а $Q_{2/3} = 0,468$. Затруднительно, однако, оценить соответствующие ΔS_{μ}^2 , поскольку неизвестна точность выделения кварковых каналов.

Для прецизионных тестов явно недостаточно ограничиться борновским приближением для асимметрий - надо проанализировать, как минимум, однопетлевые электрослабые поправки.

18. Однопетлевые электрослабые эффекты в e^+e^- - аннигиляции и возможности обнаружения новой физики на Z^0 - полюсе

При обсуждении однопетлевых электрослабых поправок важно подчеркнуть следующие моменты. Все сечения, входящие в определения асимметрий (176), (177), (179), представляются в виде суммы двух членов (157). КЭД - часть сечения в любой постановке, кроме полностью инклюзивной, зависит от экспериментальных критериев отбора событий (катов). В e^+e^- - процессах эта часть обычно не мала, в отличие от ситуации, рассмотренной в разделе 13 для отношения нейтринных реакций. Трактовка поправок сильно зависит от того, как будет организована процедура извлечения физической информации из экспериментальных данных. Рассмотрим несколько возможностей.

1. Обычно экспериментальные данные корректируют на полную радиационную поправку

$$\delta_{ll} = \frac{\sigma_{ll}}{\sigma_B} \approx \frac{\sigma_{exp}}{\sigma_{wanted}}, \quad (190)$$

извлекая таким образом σ^B , которое легко анализировать в рамках различных теоретических моделей. Чтобы вычислить δ_{ll} , мы должны принять справедливость теории ЭСВ и использовать определенные значения для всех ее параметров, включая неизвестные m_t, M_H . Наша цель, однако, проверить теорию и получить информацию о m_t, M_H . Поэтому этот путь не представляется разумным.

2. Можно вообще отказаться от процедуры радиационной поправки данных, а фитировать данные всей сложной суммой (157) с неизвестными параметрами m_t, M_H . Это технически сложно, кроме того, это и невозможно до анализа конкретных данных из-за зависимости σ_{QED} от экспериментальных условий.

3. По-видимому, наиболее разумно скорректировать данные только на σ_{QED} - наиболее неинтересную часть полной электрослабой

поправки. Важно подчеркнуть, что для NC -реакций (I54) КЭД-часть калибровочно-инвариантна и однозначна. Таким образом, из данных мы извлечем

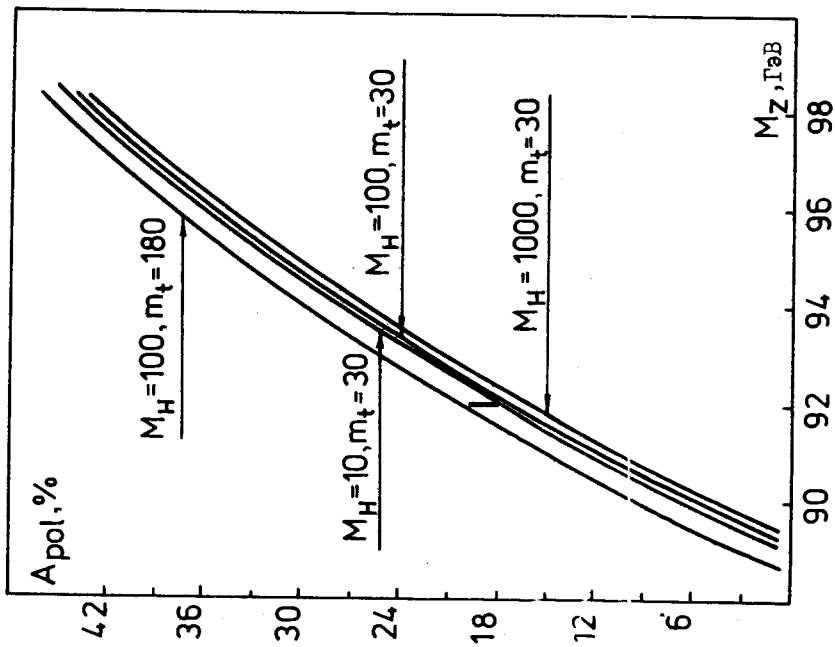
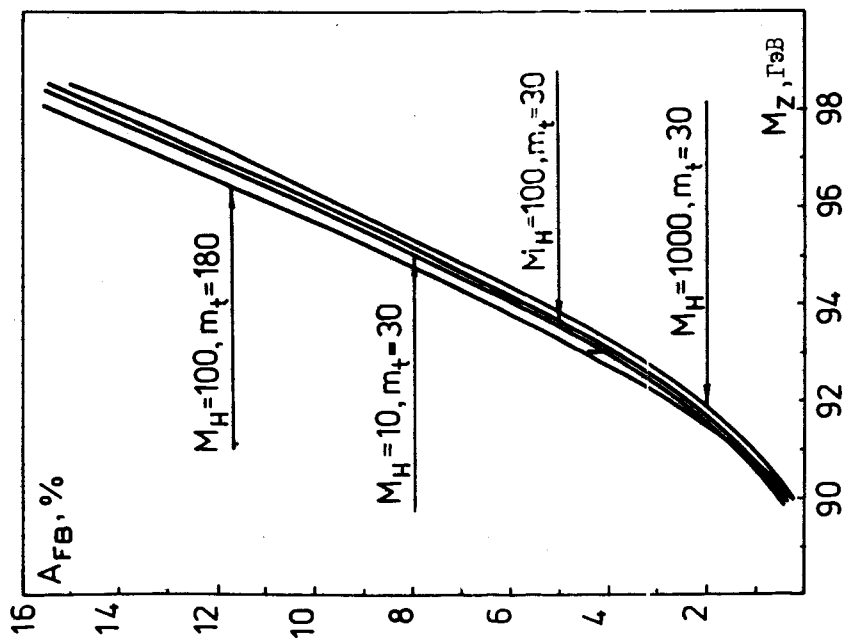
$$\sigma_{\text{wanted}} \approx \sigma_{EW} \quad (I9I)$$

Последняя величина зависит и от m_t, M_H и, возможно, содержит информацию о новой физике, выходящей за рамки стандартной. Сопоставляя теоретические предсказания для σ_{EW} с извлеченной из эксперимента величиной, можно сделать выводы о справедливости теории и получить информацию об интересующих нас параметрах. (Подобный круг проблем обсуждался недавно в работе ¹⁸⁵⁷). На этом пути мы можем избежать определения борновского приближения, что, как мы видели в предыдущих разделах, иногда нетривиально и двусмысленно, и работать сразу с однопетлевыми формулами (I58)-(I60), изучая следующие из них взаимозависимости между наблюдаемыми величинами, подобно тому, как это делалось в разделе 8.

На рис. 45 и 46 показаны примеры взаимозависимостей (A, M_Z) . Асимметрии вычислены по формулам (I58)-(I60) при фиксированном M_Z , которое, как мы надеемся, будет хорошо определено из формы Z^0 -линии. Вертикальный стрезок на рис. 45, 46 иллюстрирует такую точность измерения асимметрий, при которой из формул древесного приближения (I88) получим $\Delta S_W^2 = 0,001$. Сравнивая рис. 45 и 46 с рис. I и 25, видим, что асимметрии намного слабее чувствуют m_t и M_H , чем взаимозависимость (S_W^2, M_Z) . При характерных δA мы различаем $m_t = 30$ и 180 ГэВ на уровне 2σ в A_{FB} и 4σ в A_{pol} , соответственно, тогда как точность $\Delta S_W^2 = 0,001$ позволяла даже "увидеть" бозон Хиггса по взаимозависимости рис. 25. Причиной этого является следующее обстоятельство: с изменением m_t меняются не только однопетлевые формфакторы, а также вследствие уравнения (72) и $\sin^2 \theta_W$ при этом произведение $\sin^2 \theta_W^{eff} = \sin^2 \theta_W \cdot \mathcal{K}_e(s, t)$, см. (I62), имеет тенденцию оставаться постоянным. Это свойство иллюстрирует таблица I3, в которой показаны результаты расчета $\sin^2 \theta_W$ и $\sin^2 \theta_W \cdot \mathcal{K}_e$ при $M_Z = 92$ ГэВ, $M_H = 100$ ГэВ для нескольких значений m_t .

Таблица I3

m_t , ГэВ	30	60	90	130	180	230
$\sin^2 \theta_W$	0,229	0,229	0,225	0,221	0,214	0,205
$\sin^2 \theta_W \cdot \mathcal{K}_e$	0,227	0,227	0,226	0,225	0,223	0,221



Если бы мы имели возможность извлечь из σ_{EW} величину $\sin^2 \theta_w^{eff}$, то, сопоставив ее с $1 - M_W^2/M_Z^2$, могли бы определить α_e и восстановить высокую чувствительность к m_t , как это было в случае $\nu_\mu e$ -рассеяния (раздел 13) или взаимозависимости (s_w^2, M_Z) , (раздел 8).

Таким образом, для прецизионной проверки теории ЭСВ существенно необходимо:

1) либо знать M_W с точностью порядка ± 50 МэВ, что совместно с измерением M_Z с такой же точностью позволит определить $\sin^2 \theta_w$ с точностью $\pm 0,001$. — это даст возможность косвенным образом через поправки измерить m_t, M_H ;

2) либо получить прямую информацию об еще не известных аспектах теории ЭСВ: m_t, M_H, N_g и т.д. — это даст возможность вычислить все однопетлевые формфакторы и на высоком уровне точности проверить самосогласованность теории ЭСВ.

Имеется предложения измерить отношение M_W^2/M_Z^2 с точностью $\leq 0,001$ на адронных $p\bar{p}$ и/или pp -коллайдерах /86/. Существенный вклад в измерение $M_W, \Gamma_W, m_t, WWZ, WW\gamma$ -взаимодействий должны внести эксперименты на LEP-II с энергией e^+e^- -пучков 100-125 ГэВ.

Как следует из проведенного анализа, эксперименты ближайшего будущего как на коллайдерах, так и с фиксированной мишенью поставят большое количество информации, которая позволит проверить большое число соотношений между наблюдаемыми электрослабых процессов. Это даст нам возможность проверить самосогласованность теории ЭСВ на уровне своих квантовых поправок. Любое явное отклонение от тонких предсказаний высших порядков теории будет косвенным свидетельством новой физики, ответственной за эти отклонения.

Возможно, что косвенный путь — единственный шанс увидеть новую физику в предстоящее десятилетие, до того как заработают новые адронные суперколлайдеры в ТэВной области энергий УНК, LHC, SSC. В пользу косвенных методов поиска признаков новой физики говорит и тот факт, что ограничение на массы новых частиц, следующие из анализа данных уже проведенных экспериментов на e^+e^- и $p\bar{p}$ -коллайдерах одного порядка величины, хотя энергии вторых на порядок больше. Современные ограничения уже превышают порог прямого рождения таких частиц в экспериментах на Z^0 -полюсе. Напротив, проведенный анализ показывает, что зависимость наблюдаемых от m_t и M_H находится в пределах экспериментального обнаружения.

Все результаты, излагавшиеся в этих лекциях, были получены с конкретным лагранжианом минимальной теории ЭСВ (36). Как же оценить петлевые эффекты новой физики? Мы рассмотрим два примера:

- 1) четвертое поколение лептонов и кварков,
- 2) суперсимметричное расширение теории.

В первом случае, фактически, все вычисления с лагранжианом (36) остаются справедливыми, ибо N_g в теории не фиксировано.

Во втором случае проблема решается путем выделения класса диаграмм (oblique corrections), вклад которых может быть вычислен отдельно. Рождающиеся только парами суперсимметричные частицы могут дать квадратично усиленный по их массам вклад в поляризационные операторы W, Z, γ , рис.47.

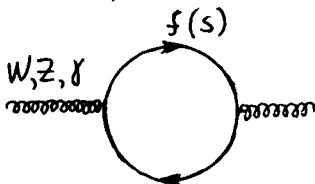


Рис.47

Вклад этих диаграмм в наблюдаемые детально анализировался в работе /61/. На рис.48 и 49 показаны обуславливаемые или радиационные сдвиги в A_{LR} при различных соотношениях масс фермионов и их скалярных суперпартнеров.

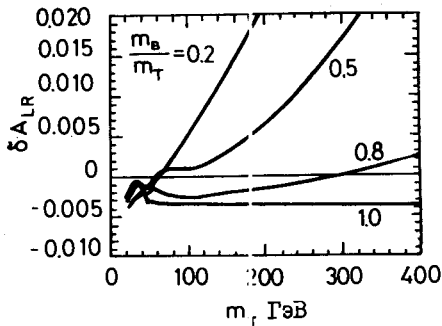
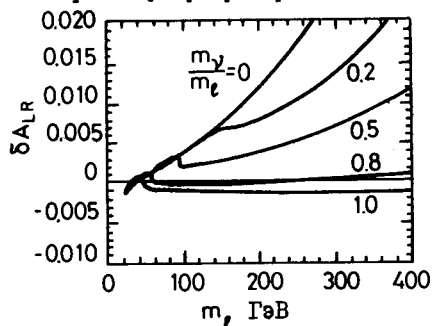


Рис.48

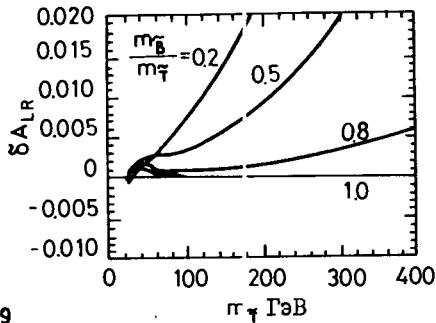
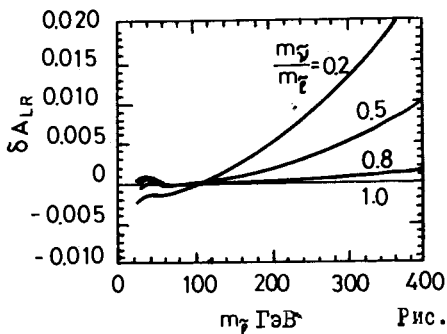


Рис.49

Замечательным обстоятельством является почти полное равенство по знаку и величине электрослабых радиационных сдвигов от обычных частиц и их суперпартнеров. Это значит, что эффект накапливается с увеличением числа дублетов фермионов и частиц в теории, поэтому можно получить очень сильные ограничения на их массы из прецизионных измерений. Так, например, ограничение (89) на $m_{\frac{1}{2}}$ сверху будет существенно сильнее,

$$m_{\frac{1}{2}} < 140-160 \text{ ГэВ}, \quad (I92)$$

если предположить, что существует дублет $(m_{\frac{1}{2}}, m_{\frac{3}{2}})$ с расщеплением масс

$$m_{\frac{1}{2}} - m_{\frac{3}{2}} \sim m_{\frac{1}{2}} \approx 150 \text{ ГэВ}. \quad (I93)$$

Ограничения такого же порядка возникают и на расщепление масс фермионов четвертого поколения.

Проведенное рассмотрение убеждает нас, что результаты анализа предстоящих прецизионных экспериментов на Z^0 -полосе и ряда других существенно продвинул нас в понимании статуса теории электрослабых взаимодействий и, весьма вероятно, укажут нам пути ее возможного расширения.

Литература:

1. Glashow S.L. Nucl. Phys., 1961, 22, p. 579;
Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p. 1263;
Salam A. Elementary Particle Theory (ed. N. Svartholm)
(Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1986), p. 367.
2. Rohlf J. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig,
Berlin-Zeuthen, 1984, v. 2, p. 12.
3. Bagnala P., Repellin J.P. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy
Physics, Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. 2, p. 21.
4. Langacker P. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig
Berlin - Zeuthen, 1984, v. 2, p. 215.
5. См., например, "Proceedings of 5-th Topical Workshop on
Proton Antiproton Collider Physics, Saint-Vincent, Aosta Valley
(Italy) 25 February - 1 March 1985.
6. Trost H.-J. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics,
Leipzig, Berlin Zeuthen, 1984, v. 1, p. 205.
7. Behrend H. et al. Phys. Lett., 1984, v. 141B, p. 145.
8. Simpson J.J. Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 1891.
9. Calaprice F. Talk presented at the X Int. Conf. on Weak
Interactions, Savonlinna (Finland) 16-22 June, 1985.
10. Lubimov V.A. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics,
Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. 2, p. 108.
11. Altarelli G. Proc. XXIII Int. Conf. on High Energy Physics,
Berkeley, 1986, v. 1, p. 119.
12. Klein M., Schlenstedt S. PHE 85-01, Berlin - Zeuthen, 1985.
13. Kim J.E. et al. Rev. Mod. Phys., 1980, 53, p. 211.
14. Khobloch S. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics,
Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. 1, p. 235.
15. CCCFR Collaboration. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy
Physics, Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. 1, p. 234.
16. Marciano W.J. Proc. XXIII Int. Conf. on High Energy Physics,
Berkeley, 1986, v. II, p. 999.
17. Бардин Д.Ю., Хованский В.Д. Препринт ИТЭФ, 61, 1984.
18. Marciano W.J., Sirlin A. Phys. Rev., 1984, D29, p. 945.
19. Hloki Z. TOKUSHIMA 85-02, Tokushima, 1985.
20. Consoli M., Lo Presti S., Maiani L., Nucl. Phys., 1983, B223,
p. 474.
21. Bertolini S., Sirlin A. Nucl. Phys., 1984, B248, p. 589.
22. Deshpande N.G. et al. MAD/PH/235, Wisconsin, 1985.

Литература:

1. Glashow S.L. Nucl. Phys., 1961, 22, p. 579;
Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1967, 19, p. 1262;
Salam A. Elementary Particle Theory (ed. N. Svartholm)
(Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1986), p. 367.
2. Rohlf J. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig,
Berlin-Zeuthen, 1984, v. 2, p. 12.
3. Bagnaia P., Repellin J.P. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy
Physics, Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. 2, p. 21.
4. Langacker P. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig
Berlin - Zeuthen, 1984, v. 2, p. 215.
5. См., например, "Proceedings of 5-th Topical Workshop on
Proton Antiproton Collider Physics, Saint-Vincent, Aosta Valley
(Italy) 25 February - 1 March 1985.
6. Trost H.-J. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics,
Leipzig, Berlin Zeuthen, 1984, v. I, p. 205.
7. Behrend H. et al. Phys. Lett., 1984, v. 141B, p. 145.
8. Simpson J.J. Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, p. 1891.
9. Calaprice F. Talk presented at the X Int. Conf. on Weak
Interactions, Savonlinna (Finland) 16-22 June, 1985.
10. Lubimov V.A. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics,
Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. 2, p. 108.
11. Altarelli G. Proc. XXIII Int. Conf. on High Energy Physics,
Berkeley, 1986, v. I, p. 119.
12. Klein M., Schlenstedt S. PHE 85-01, Berlin - Zeuthen, 1985.
13. Kim J.E. et al. Rev. Mod. Phys., 1980, 53, p. 211.
14. Khobloch S. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy Physics,
Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. I, p. 235.
15. CCCFR Collaboration. Proc. XXII Int. Conf. on High Energy
Physics, Leipzig, Berlin - Zeuthen, 1984, v. I, p. 234.
16. Marciano W.J. Proc. XXIII Int. Conf. on High Energy Physics,
Berkeley, 1986, v. II, p. 999.
17. Бардин Д.Ю., Хованский В.Д. Препринт ИТЭФ, 61, 1984.
18. Marciano W.J., Sirlin A. Phys. Rev., 1984, D29, p. 945.
19. Hioki Z. TOKUSHIMA 85-02, Tokushima, 1985.
20. Consoli M., Lo Presti S., Maiani L., Nucl. Phys., 1983, B223,
p. 474.
21. Bertolini S., Sirlin A. Nucl. Phys., 1984, B248, p. 589.
22. Deshpande N.G. et al. MAD/PH/235, Wisconsin, 1985.

23. Altarelli G. CERN-TH, 3983/84, Geneva, 1985.
24. Maiani L. Nota Interna n. 84I, Roma; 1985. Lectures given at the "Theoretical Advanced Study Institute", June 1984, Univ. of Michigan. Ann Arbor (USA).
25. Bloom E.D. SLAC-PUB-3575, Stanford, 1985. Invited talk presented at the Aspen Winter Physics Conf. 13-19 January, 1985.
26. Quigg PNAL-Conf-84/88-T, Batavia, 1984.
27. Harari H. Wis-85/7/Feb-Ph, Rehovot, 1984, Lectures presented at the twelfth Annual SLAC Summer Institute on Particle Physics, Stanford, July 1984.
28. Paschos E.A. DO-TH85/9, Dortmund, 1985 Invited talk at the XX Rencontre de Mariond "Heavy Quarks, Flavour Mixing and CP-violation" La Plagne (France) January, 1985.
29. Rosen S.P. LA-UR-85-643, Los-Alamos, 1985. Presented at the Plenary Sessions DPP meetings, Santa Fe New Mexico, October, 1984 1984.
30. Gronau M. TRCHNION-PH-85-14, Haifa, 1985.
31. Marciano W.J. BNL 36147, Brookhaven, 1985 Invited talk presented at the Aspen Winter Physics Conference, 13-19 January, 1985.
32. Panman J. CERN-EP-85-35, Geneva, 1985. Invited talk presented at the Aspen Winter Physics Conf., 13-19 January, 1985.
33. Bilenky S.M., Hosek J. Phys. Rep. 1982, 90, p. 75.
34. Appelquist T.W., Primack J.R., Quinn H.R. Phys. Rev., 1972, 6 2998; 1973, 17, p. 2998.
Salomonson P., Ueda Y. Phys. Rev., 1975, DII, p. 2606.
35. Green M., Veltman M. Nucl. Phys., 1980, B169, p. 137.
36. Passarino G., Veltman M. Nucl. Phys., 1979, B160 p.151.
37. Consoli M. Nucl. Phys., 1979, B160, p. 208.
38. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М. ЯФ, 1979, 30, с.811.
39. Бардин Д.Ю., Федоренко О.М., Шумейко Н.М. ЯФ, 1980, 32, с. 782.
40. Bardin D.Yu., Fedorenko O.M., Shumeiko N.M. J. Phys., 1981, G7, p. 1331.
41. Bardin D.Yu., Christova P.Ch., Fedorenko O.M. Nucl. Phys., 1980, B175, p. 435; 1982, B197, p. I.
42. Stubbe H.S. Comp. Phys. Communications, 1974, 8, p. I.
43. Ахундов А.А. и др. В трудах конференции "Аналитические вычисления на ЭВМ и их применение в теоретической физике" ОИЯИ, ДП-85-791, 1985, Дубна, с. 382.
44. Kleiss R. In: Physics at LEP, CERN-86-02, v. 2, p. 153.
45. Kinoshita T., Sirlin A. Phys. Rev., 1959, 113, p. 1652.
46. Altarelli G. In: Physics at LEP, CERN 86-02, v. 1, p. 3.

47. Бардин Д.Ю. В сборнике "Теоретические аспекты совместных экспериментальных программ ОИЯИ с ЦЕРН и ИФВЭ" . ОИЯИ, P2-85-609, Дубна, с. 15.
48. Wetzel W. Z. Phys., 1981, C11 , p. 117.
49. Pashos E.A. Nucl. Phys., 1979, B159, p. 285.
50. Berends P.A., Komen G.J. Phys. Lett., 1976, 63B, p. 432.
51. Ellis J., Caillard M.K., Manopoulos D.V., Rudaz S. Nucl. Phys., 1980, B176, p. 61.
52. Verzegnassi C. Phys. Lett., 1984, 147B, p. 435.
53. Chang T.H., Gaemers K.J.F. Neerven W.L. Nucl. Phys., 1982, B202, p. 407.
54. Papadopoulos N.A., Penarrocha J.A., Scheck P., Schilcher K. Phys. Lett., 1984, 140B, p. 213; Nucl. Phys., 1985, B258, p. 1.
55. Jegerlehner F. Preprint BI-TP 1985/28, Bielefeld, 1985.
56. Barbieri R., Remiddi E. Nuovo Cimento, 1973, 73A p. 99.
57. Novikov V. et al. Phys. Repts, 1978, 41C, p. 1.
58. Lynn B.W., Stuart R.G. Nucl. Phys., 1985, B253, p. 216.
59. Wetzel W. Nucl. Phys. , 1983, B227, p. 1.
60. Akhundov A.A., Bardin D.Yu., Riemann T. Phys. Lett., 1986, 166B, p. 111.
61. Lynn B.W. et al. In: Physics at LEP, CERN 86-02, v. I, p. 90, 1986.
62. Bardin D.Yu., Riemann S., Riemann T. Z. Phys., 1986, C32, p. 121.
63. Kinoshita T. J. Math. Phys., 1962, 3, p. 650.
Lee T.D., Nauenberg M. Phys. Rev., 1964, 133, p. B1549.
64. Akhundov A.A., Bardin D.Yu., Riemann T. Nucl. Phys., 1986, B276, p. 1.
65. Busi C. et al. CERN /SPSC/ 83-24, CERN /SPSC/ 83-37, 1983.
66. Bardin D.Yu., Dokuchaeva V.A. Nucl. Phys., 1984, B246, p. 221.
67. Bardin D.Yu., Dokuchaeva V.A. JINR, E2-86-280, Dubna, 1986.
68. Morfin J.G. Preprint FNAL-Conf-83/54-THY/EXP. 1983.
69. Sarantakos S., Sirlin A., Marciano W.J. Nucl. Phys., 1983, B227, p. 84.
70. Stuart R.G. Preprint CERN-TH, 4342/85, 1985.
71. Abramowicz H. et al. Phys. Rev. Lett., 1986, 57 , p. 298.
72. Allaby J. V. et al. Phys. Lett., 1986, B177, p. 446.
73. Bardin D.Yu., Dokuchaeva V.A. JINR , E2-86-280, Dubna, 1986.
74. Sirlin A., Marciano W.J. Phys. Rev., 1980, D32, p. 2695; Nucl. Phys., 1981, B, 189, p. 442.
75. Wheeler J.F. Llewellyn-Smith C.H. Nucl. Phys., 1982, B208, p. 27 (Errata: ibid, 1983, B226, p. 547).

76. BCDMS Collaboration. Phys. Lett., 1983, 120B, p. 245.
77. Böhm M., Spiesberger H. Preprint of Würzburg University, Dec. 1985.
78. Mo L.W., Tsai Y.S. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, p. 205.
79. Bardin D.Yu., Burdik Ch., Christova P., Riemann T. Preprint JINR, E2-87-595, Dubna, 1987.
80. Bardin D.Yu., Riemann T., Fedorenko O.M. Preprint JINR, E2-87-663, Dubna, 1987;
Fedorenko O.M., Riemann T., Preprint JINR, E2-86-596, Dubna, 1986.
81. Baier V.N. et al. Phys.Rep. C, 1981, 78, p.293.
82. Кураев О.А., Федин В.С. ЯФ, 1985, 41, с.733.
83. Altarelli G., Martinelli G. In: Physics at LEP, CERN, 86-02, v.I, p.47.
84. Chetyrkin K.G. et al. Phys.Lett., 1982, 116B, p.455.
85. Barroso A. et al. CERN-EP/87-70, 1987.
86. Алехин С.И. Препринт ИФВЭ 77-7, Серпухов, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 марта 1988 года.

ПЕРЕЧЕНЬ
лекций, вышедших с 1974 в ОИЯИ

- Фаустов Р.Н. Связанная система частиц в квантовой электродинамике. Вып.1. ОИЯИ; Дубна, 1974.
- Синаев А.Н. Современные аппаратурные системы модульной структуры, используемые при создании измерительно-вычислительных комплексов /КАМАК, ВЕКТОР/. Вып.2. ОИЯИ, 8507, Дубна, 1975.
- Волков Д.В. Кварки как следствие дуальности. Вып.3. ОИЯИ, P2-8765, Дубна, 1975.
- Пальчик М.Я., Фрадкин Е.С. Введение в теорию конформно-инвариантных квантовых полей. Вып.4. ОИЯИ, 2-8874, Дубна, 1975.
- Замори Э. Микропроцессоры. Вып.5. ОИЯИ, P10-8852, Дубна, 1975.
- Биленький С.М. Вопросы физики нейтрино высоких энергий. Вып.6. ОИЯИ, 2-9026, Дубна, 1975.
- Малкин И.А., Манько В.И. Инварианты, когерентные состояния и динамические симметрии квантовых систем. Вып.7. ОИЯИ, P2-9228, Дубна, 1975.
- Волков М.К., Первушин В.Н. Квантовая теория поля с киральным лагранжианом и физика мезонов низких энергий. Вып.8. ОИЯИ, P2-9390, Дубна, 1976.
- Басиладзе С.Г. Интегральные схемы с эмиттерной связью и их применение в наносекундной ядерной электронике. Вып.9. ОИЯИ, 13-9744, Дубна, 1976.
- Аникин С.А. и др. Перенормированные составные поля в квантовой теории поля. Вып.10. ОИЯИ, P2-10528, Дубна, 1977.
- Шляпников П.В. Множественные процессы и инклюзивные реакции. Вып.11. ОИЯИ, P2-10681, Дубна, 1977.
- Капусцик Э. Галилеева инвариантность в теории поля. Вып.12. ОИЯИ, P2-10677, Дубна, 1977.
- Бутцев В.С. Явление возбуждения высокоспиновых ядерных состояний и механизм поглощения отрицательных π -мезонов. Вып.13, ОИЯИ, P15-10847, Дубна, 1977.
- Валуев Б.Н. Применение алгебры Клиффорда к решению задачи Изинга - Онсагера. Вып.14. ОИЯИ, P17-11020, Дубна, 1977.
- Капусцик Э. Нестандартные алгебры квантово-механических наблюдаемых. Вып.15. ОИЯИ, P4-11497, Дубна, 1978.

- Блохинцев Д.И. Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам. Вып.16. ОИЯИ, P2-11728, Дубна, 1978.
- Шрикова Н.Х. Начинающим работать на ЭВМ CDC-6500. Вып.17. ОИЯИ, P11-11739, Дубна, 1978.
- Барбашов Б.М., Нестеренко В.В. Непрерывные симметрии в теории поля. Вып.18. ОИЯИ, P2-12029, Дубна, 1978.
- Некоторые проблемы физики высоких энергий /сборник/. Вып.19. ОИЯИ, P2-12080, Дубна, 1978.
- Басиладзе С.Г. Электронная регистрирующая аппаратура физического эксперимента. Вып.20. ОИЯИ, P13-12151, Дубна, 1979.
- Ефремов А.В., Раджский А.В. Партоны, жесткие процессы и квантовая хромодинамика. Вып.21. ОИЯИ, P2-12803, Дубна, 1979.
- Говорков А.Е. Введение в теорию кварков. Вып.22, ОИЯИ, P2-12803, Дубна, 1979.
- Говорков А.Е. Цветные кварки и глюоны. Вып.23. ОИЯИ, P2-80-6, Дубна, 1980.
- Исаев П.С. Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах. Партоновая модель нуклона. Вып.24. ОИЯИ, P2-80-325, Дубна, 1980.
- Казаков Д.И., Ширков Д.В. Суммирование асимптотических рядов в квантовой теории поля. Вып.25. ОИЯИ, P2-80-462, Дубна, 1980.
- Ососков Г.А. Применение методов распознавания образов в физике высоких энергий. Вып.26. ОИЯИ, P10-83-187, Дубна, 1983.
- Мальшев В.А. Элементарное введение в математическую физику бесконечно-частичных систем. Вып.27. ОИЯИ, P17-83-363, Дубна, 1983.
- Савушкин Л.Н., Фоменко В.Н. Введение в мезонную теорию ядерных взаимодействий и ядерных систем. Вып.28. ОИЯИ, P4-83-369, Дубна, 1983.
- Биленький С.М. Осцилляции нейтрино. Вып.29. ОИЯИ, P2-83-441, Дубна, 1983.
- Бужек В. Введение в метод стохастического квантования. Вып.30. ОИЯИ, P2-84-419, Дубна, 1984.
- Шумовский А.С., Юкалов В.И. Фазовые состояния и переходы. Вып.31. ОИЯИ, P17-85-676, Дубна, 1985.
- Владимиров А.А. Введение в квантовые интегрируемые системы. Метод R-матрицы. Вып.32. ОИЯИ, P17-85-742, Дубна, 1985.
- Осипов В.А., Федянин В.К. Полиацетилен и двумерные модели квантовой теории поля. Вып. 33. ОИЯИ, P17-85-809, Дубна, 1985.

- Шуян Ш. Стохастичность в динамических системах. Вып. 34. ОИЯИ, Р17-86-211, Дубна, 1986.
- Ефремов А.В. Введение в квантовую хромодинамику. Вып. 35. ОИЯИ, Р2-86-212, Дубна, 1986.
- Нестеренко В.В., Червяков А.М. Сингулярные лагранжианы. Классическая динамика и квантование. Вып. 36. ОИЯИ, Р2-86-323, Дубна, 1986.
- Пепельшев Ю.Н. Регистрация нейтронов /современное состояние и перспективы развития/ Вып. 37. ОИЯИ, Р13-86-719, Дубна, 1986.
- Боголюбов Н.Н./мл./, Шумовский А.С. Светоизлучение. Вып. 38. ОИЯИ, Р17-87-176, Дубна, 1987.
- Пушкарров Д.И. Дефектоны в кристаллах. /Метод квазичастиц в квантовой теории дефектов/. Вып. 39. ОИЯИ, Р17-87-177, Дубна, 1987.
- Никитюк Н.М. От современной алгебры к специализированным процессорам. Вып. 40. ОИЯИ, Р10-87-401, Дубна, 1987.
- Дубничкова А.З. Непрерывные группы для физиков. Вып. 41, ОИЯИ, Р2-87-197, Дубна, 1987.
- Никитюк Н.М. Электронные методы экспериментальной физики высоких энергий. Вып. 42, ОИЯИ, Р1-87-909, Дубна, 1987.
- Галдин А.М., Диденко Л.А. Асимптотические свойства адронной материи в пространстве четырехмерных относительных скоростей. Вып. 43, ОИЯИ, Р1-87-912, Дубна, 1987.
- Машкевич В.С. Индетерминистская квантовая динамика. Вып. 44, ОИЯИ, Р2-88-150, Дубна, 1988.
- Филиппов А.Т. Введение в теорию суперструн. Вып. 45, ОИЯИ, Р2-88-188, Дубна, 1988.

Требования, предъявляемые к серии брошюр
"Лекции для молодых ученых ОИЯИ"

Серия брошюр "Лекции для молодых ученых ОИЯИ" издаётся с целью повышения научно-профессионального кругозора и уровня молодых ученых и специалистов ОИЯИ в актуальных областях исследований, ведущихся по тематике Института. Выпуски должны представлять собой законченные циклы лекций, прочитанные в ОИЯИ и ориентированные прежде всего на молодых сотрудников Института.

Лекции должны иметь характер учебного пособия, предназначенного для первого ознакомления с рассматриваемой проблемой, а также содержать обзор её современного состояния. Они должны быть снабжены подробным оглавлением и основной литературой. Большие параграфы рекомендуется разбивать на подпараграфы с вынесенными в оглавление подзаголовками.

Весь текст, включая отдельные главы и параграфы, следует печатать, заполняя каждую страницу целиком.

Рукопись должна быть напечатана на специальных бланках, предназначенных для прямого репродуцирования, которые можно получить в издательском отделе. Все формулы и схемы должны быть вписаны аккуратно и ясно тушью или чернилами черного цвета. Разметка формул не производится, их нумерация должна находиться в конце отроки справа в круглых скобках. Текст лекций печатается на машинке с черной (не серой) лентой через 1,5 интервала. Объем лекций не должен превышать 100 страниц машинописного текста.

Рукопись представляется в Редакционный совет серии брошюр "Лекции для молодых ученых ОИЯИ" Советом молодых ученых и специалистов ОИЯИ и Советами молодых ученых и специалистов лабораторий Института. Редакционный совет принимает окончательное решение о целесообразности ее публикации.

Редакционный совет