

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ  
М.В. ЛОМОНОСОВА НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ  
ФИЗИКИ ИМЕНИ Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи

Беляев Александр Семенович

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ ТОП-КВАРКА,  
ХИГГСОВСКОГО БОЗОНА И НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТОВ ПРОЯВЛЕНИЯ  
"НОВОЙ" ФИЗИКИ НА КОЛЛАЙДЕРАХ ТЭВ-НЫХ ЭНЕРГИЙ

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ:  
зав. лаб. ОТФВЭ,  
доктор физико-математических наук  
Боос Э.Э.

Москва, 1995



# Оглавление

Введение	5
<b>1</b> <b>Одиночный топ-кварк на коллайдере TEVATRON</b>	<b>9</b>
1.1 Введение	9
1.2 Сечение рождения одиночного топ-кварка	10
1.2.1 Детали вычислений	12
1.2.2 Объединение сечений	13
1.2.3 Зависимость сечения от массы топ-кварка $m_t$	14
1.2.4 Зависимость сечения от энергии коллайдера	14
1.2.5 Оценки верхней и нижней границ сечения	15
1.2.6 Процесс $W$ -глюонного слияния	16
1.2.7 Процесс $p\bar{p} \rightarrow tW^-b + x$	16
1.3 Кинематические распределения	17
1.3.1 Поперечный импульс $p_T$	18
1.3.2 Псевдобыстрота $\eta$	18
1.3.3 Сумма абсолютных значений поперечных энергий $H_T$	19
1.3.4 Инвариантная масса топ-кварка	19
1.4 $Wtb$ вершина и $V_{tb}$ параметр	20
1.4.1 Аномальная $(V+A)$ вершина	21
1.4.2 Поляризация топ-кварка	21
1.4.3 $V_{tb}-A_r$ область	22
<b>2</b> <b>Поиск хиггсовского бозона на коллайдере TEVATRON</b>	<b>43</b>
2.1 Введение	43
2.2 Сечения процессов	44
2.3 Фоновые процессы	46
2.4 Выделение сигнала от хиггсовского бозона	47
<b>3</b> <b>Аномальные связи кварков и калибровочных бозонов</b>	<b>59</b>
3.1 Введение	59
3.2 Аномальный магнитный момент кварков	59
3.3 Нестандартные $WW\gamma$ и $WWZ$ вершины	62
<b>4</b> <b>Возбужденные кварки на коллайдере HERA</b>	<b>71</b>
4.1 Введение	71
4.2 Модель и исследуемые процессы	73
4.3 Генератор для исследуемых процессов	76

4.4	Основные результаты . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Возбужденные лептоны на <math>e^+e^-</math>, <math>\gamma e</math> и <math>\gamma\gamma</math> коллайдерах</b>	<b>79</b>
5.1	Введение . . . . .	79
5.2	Моды распада . . . . .	82
5.3	Парное и одиночное рождение возбужденного нейтрино . . . . .	83
5.3.1	Общие замечания . . . . .	83
5.3.2	Одиночное рождение возбужденного нейтрино . . . . .	83
5.3.3	Парное рождение возбужденного нейтрино . . . . .	87
5.3.4	Результаты численного анализа и потенциальные возможности $e^+e^-$ , $\gamma e$ и $\gamma\gamma$ коллайдеров . . . . .	88
5.4	Поиск сигнала от возбужденного нейтрино . . . . .	90
	<b>Заключение</b>	<b>95</b>
	<b>Благодарности</b>	<b>97</b>
	<b>Библиография</b>	<b>99</b>

# Введение

Одна из важнейших задач современной физики элементарных частиц — проверка и анализ предсказаний Стандартной Модели (СМ). В настоящее время СМ находится во впечатляющем согласии с экспериментом. Недавнее открытие на коллайдере TEVATRON (США) топ-кварка с большой массой ( $m_t = 199 \pm 30$  ГэВ – DØ коллаборация [1, 2] и  $176 \pm 13$  ГэВ – CDF коллаборация [3]), завершающего целостную картину фермионов 3-его поколения, знаменательное подтверждение успеха СМ.

Картина представлений об элементарных частицах и их взаимодействиях, возникшая в последнее десятилетие, обладает простотой и элегантностью. Материя согласно современной теории элементарных частиц состоит из точечных фермионов — бесструктурных лептонов и кварков. Если мы не будем рассматривать гравитационное взаимодействие, которое представляет пренебрежимо малое возмущение на масштабах энергий современных ускорителей, то взаимодействия элементарных частиц классифицируются на слабое, электромагнитное и сильное. Переносчиками этих взаимодействий являются бозоны со спином 1.

Объединенная теория слабых и электромагнитных взаимодействий основана на теории С. Глешоу [4], С. Вайнберга [5] и А. Салама [6], в основе которой лежит  $SU(2)_L \otimes U(1)_L$  калибровочная группа. В этой теории, локальная калибровочная инвариантность спонтанно нарушена с помощью механизма Хиггса [7]. Это приводит к тому, что промежуточные бозоны  $W^+, W^-$  и  $Z$  слабых взаимодействий приобретают большие массы, в то время как фотон остался без массовым. Теория сильных взаимодействий, квантовая хромодинамика (КХД) [8, 9], основана на точной цветовой калибровочной симметрии  $SU(3)_c$ . Переносчиками этих взаимодействий является октет цветных глюонов. Эта калибровочная теория – точная, поэтому глюоны — безмассовые частицы. Одним из наиболее интересных свойств неабелевых калибровочных теорий и КХД, в частности, является асимптотическая свобода ([10, 11]) – свойство константы связи ослабевать с уменьшением расстояния.

Электрослабая модель, объединенная с КХД, описывает феноменологию взаимодействий элементарных частиц с таким хорошим успехом, что сейчас трактуется как "Стандартная Модель". Однако существует ряд открытых вопросов, говорящих о том что СМ не может рассматриваться как окончательная теория.

Известные нам кварки и лептоны имеют иерархическую структуру, или спектр, массы которого не могут быть вычислены в рамках СМ. Кварки и лептоны группируются по 3-м поколениям. СМ не может дать ответ о причине существования именно такого числа поколений фермионов. Серьезный вопрос вызывает и хиггсовский сектор. Скалярный хиггсовский бозон необходим теории для того, чтобы "слабые" бозоны стали массивными, а фермионы приобрели массы через Юкавские константы связи ( вводимые в теорию как свободные параметры). Масса хиггсовского бозона не фиксируется теорией,

причем эта частица еще не найдена. Остается также открытым вопрос о том, какой должна быть калибровочная группа, описывающая взаимодействия элементарных частиц. Константы для каждого вида взаимодействия не связаны друг с другом, что наводит на мысль о возможном существовании более фундаментальной калибровочной группы, объединяющей КХД и электрослабые взаимодействия. Массы кварков и лептонов вместе с параметрами смешивания матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, параметрами хиггсовского потенциала и константами связи калибровочных полей составляют 18 параметров, которые не определяются Стандартной Моделью.

Как мы видим, СМ не полна на концептуальном уровне, и это говорит о том, что нам еще предстоит открыть более фундаментальную физическую теорию. Стандартная Модель хорошо описывает явления на масштабе до 100 ГэВ, а может быть и на много большем. Новая физическая теория должна расширить область применения СМ и прояснить ее основы. Именно поэтому в последнее время возникло много теорий, выходящих за рамки Стандартной Модели, пытающихся предсказать "новую" физику и при этом объяснить "старую" (суперсимметрия и супергравитация, техницвет, композитные модели, модели с возбужденными фермионами, теория струн и суперструн, теория Великого Объединения).

Создаваемые и существующие коллайдеры ТэВ-ных энергий как раз и призваны дать ответ о границах применимости СМ и о том какая "новая" физика может лежать за ее пределами.

Тема и цель представляемой диссертации непосредственно связаны с изучением потенциальных возможностей современных и будущих ускорителей. В работе смоделированы и изучены возникающие при взаимодействии элементарных частиц ТэВ-ных энергий как в рамках Стандартной Модели, так и вне ее.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения.

Первая глава посвящена исследованию процессов рождения одиночного топ-кварка на коллайдере TEVATRON в национальной лаборатории имени Ферми (США) с суммарной энергией пучков 1.8 ТэВ. Здесь сделан анализ различных кинематических распределений сигнала для Стандартной Модели, а также для модели с модифицированной  $Wtb$  вершиной, содержащей как  $(V-A)$ , так и  $(V+A)$  члены. Проведенное исследование сечений и характерных кинематических распределений позволяет сделать вывод об актуальности поиска одиночного топ-кварка для независимого подтверждения его существования и дает возможность исследовать его свойства, непосредственно проанализировать структуру  $Wtb$  вершины. Работа в этом направлении – одна из самых интересных и важных задач, касающихся топ-кварка после его открытия в марте этого года.

Во второй главе изучается возможность поиска хиггсовского бозона на будущем коллайдере TEVATRON — его следующей модификации. Здесь представлен детальный анализ 4-х фермионных конечных состояний для событий рождения хиггсовского бозона и фоновых событий. Среди полного набора процессов для сигнала и фона основной вклад в рассматриваемые конечные состояния, как было обнаружено, происходит от реакций со следующими частицами в промежуточном состоянии:  $WH$  и  $ZH$  — событий сигнала, от  $WZ$ ,  $ZZ$  фоновых событий так же, как и от глюонного фона  $Wb\bar{b}$ ,  $Zb\bar{b}$  с последующим распадом  $W$  и  $Z$  бозонов. Показано, что важный вклад в фоновые события дает процесс рождения одиночного топ-кварка в реакции  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$  и  $t\bar{b}$  с распадом топ-кварка на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк. В результате анализа различных распределений для событий сигнала и фона был найден оптимальный набор обрезаний. Проведенный анализ эффективного распределения по инвариантной массе пары  $b\bar{b}$  дал верхнюю границу для

массы  $^0$ , доступной для измерения на коллайдере TEVATRON.

Последние три главы диссертации посвящены исследованию эффектов, связанных с проявлением композитности фермионов и калибровочных бозонов на современных и будущих коллайдерах.

В этих главах рассматривается возможность того, что фермионы и калибровочные бозоны могут иметь внутреннюю структуру, то есть являться составными объектами.

Независимо от какой-либо модели следствием составной структуры частиц будет возникновение их возбужденных состояний при определенной энергии столкновения, а также проявление взаимодействия между конститuentами частиц как неких эффективных сил.

Такие эффекты будут описываться лагранжианом общего вида:

$$L_{eff} = L_{SM} + \frac{L_1}{\Lambda} + \frac{L_2}{\Lambda^2} + \dots \quad ,$$

представляющим собой операторное разложение лагранжиана, связанного с внутренней структурой частиц по параметру  $\frac{E}{\Lambda}$ , где  $E$  - энергия взаимодействия, а  $\Lambda$  - параметр композитности.

Если кварки и лептоны — композитные объекты, то их можно рассматривать как основные состояния по отношению к широкому спектру возбужденных состояний. Следовательно, обнаружение возбужденных частиц было бы недвусмысленным сигналом, говорящим об их внутренней структуре. Один из важнейших вопросов в этой области — величина масштаба "новой" физики. Параметр композитности характеризует энергетический масштаб новых взаимодействий. Величина, обратная к  $\Lambda$ , будет характеризовать эффективное расстояние, на котором будут проявляться эти взаимодействия и на котором связаны возможные конститuentы фермионов.

Анализ  $g - 2$  свойств электрона и мюона [12] и оценки радиуса кварков и лептонов исходя, из данных по  $e^+e^-$  и  $qq$  соударениям при высоких энергиях, дают ограничение  $10^{-17}$  см для величины масштаба расстояний, на котором может быть проявлена внутренняя структура фермионов. Поэтому ожидается, что массы возбужденных частиц могут лежать в области 0.1 – 1 ТэВ. Другими словами, масштаб составленности порядка 1 ТэВа – масштаб возможных отклонений от Стандартной Модели.

Именно эти отклонения, как следствие составной структуры частиц Стандартной Модели, исследуются в первых трех главах диссертации. Такая постановка задачи непосредственно связана с физическими программами  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $ep$ ,  $p\bar{p}$  и  $pp$  коллайдеров ТэВ-ных энергий.

В третьей главе рассмотрена возможность исследования аномальных связей кварков и  $W$ -бозонов с фотонами и  $Z$ -бозонами на коллайдере HERA. Физической причиной возникновения соответствующих новых по сравнению со СМ вершин может быть нетривиальная внутренняя структура кварков и калибровочных бозонов. Проведенные расчеты дали возможность определить область значений аномального момента кварков, дипольного и электрического квардрупольного моментов  $W$ -бозонов, которая будет доступна для измерения в эксперименте на коллайдере HERA.

Четвертая глава диссертации носит более технический и прикладной характер. Она связана с работой, выполненной автором в коллаборации ZEUS на  $ep$  коллайдере HERA ( Гамбург ). В этой главе исследуются реакции рождения возбужденных кварков в контактных и калибровочных взаимодействиях, для моделирования которых был создан Монте-Карло генератор и добавлен к программе PYTHIA [13]. Соответствующие

матричные элементы вычислялись с помощью программного пакета ComrHEP [14]. Расчеты показали важную роль вклада канала рождения возбужденных кварков в контактных взаимодействиях в полное сечение их рождения и дали возможность сделать вывод о примечательной зависимости парциальных ширин каналов распада возбужденных кварков от их масс.

В последней, пятой главе, рассматривается модель с возбужденными лептонами и исследуются процессы рождения возбужденных нейтрино в высокоэнергетичных  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  столкновениях на будущих линейных ускорителях. Идея фотон-фотонных и фотон-электронных сталкивающихся пучков была сформулирована сравнительно недавно и по этой причине детальные физические следствия таких экспериментов серьезно рассматривались только в самое последнее время. Возбужденные могут быть самыми легкими из возбужденных лептонов и, следовательно, самыми первыми которые, могут быть обнаружены. Здесь вычислены полные сечения этих процессов и представлена их зависимость от массы возбужденного нейтрино и параметра композитности. На основе полученных результатов делаются оценки величин параметра композитности, которые будут доступны в экспериментах на будущих линейных ускорителях VLEPP, SLAC, JLC и DESY . Особое внимание уделено изучению рождения возбужденного нейтрино в  $\gamma e$  столкновениях: отдельный раздел 5.4 посвящен поиску сигналов от распада возбужденного нейтрино в  $\gamma e^- \rightarrow W^-W^+e^-$  процессе.

Основные результаты и выводы полученные в данной диссертации сформулированы в заключении.

Стоит особо отметить, что основная часть аналитических и численных расчетов была выполнена с помощью программного пакета ComrHEP [14], который был создан группой наших коллег из Московского Университета. Эта программа позволяет выполнять следующие основные операции:

1. аналитический расчет квадрата матричного элемента (на основе фейнмановских правил) для  $1 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 2$ ,  $2 \rightarrow 3$  процессов в первом порядке по теории возмущений для любой введенной модели;
2. численное интегрирование квадратов матричных элементов и графическое представление конечных результатов (для  $2 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 4$  процессов с помощью пакета интегрирования BASES [15], который связан с ComrHEP с помощью специального интерфейса).
3. симуляция событий на партонном уровне с помощью пакета SPRING [15].



# Глава 1

## ОДИНОЧНЫЙ ТОП-КВАРК НА КОЛЛАЙДЕРЕ TEVATRON

### 1.1 Введение

Открытие топ-кварка – одно из самых важных событий в физике высоких энергий в наши дни. Следующая очень интересная и важная задача – анализ свойств этой частицы. На коллайдере TEVATRON в национальной лаборатории имени Ферми DØ [1, 2] и CDF [3] коллаборации опубликовали результаты исследований по поиску  $t\bar{t}$  парного рождения топ-кварков и недавно представили убедительное подтверждение существования топ-кварка [16, 17], которое по-существу ознаменовало его открытие. Электрослабое рождение одиночных топ-кварков является независимым и качественно другим в отличие от КХД рождения  $t\bar{t}$  пары каналом, который, следовательно, может быть использован для независимого подтверждения существования топ-кварка и изучения его свойств.

Измеренные значения массы t-кварка  $m_t = 199 \pm 30$  ГэВ (DØ) и  $176 \pm 13$  ГэВ (CDF) согласуются с ограничением на массу топ-кварка 156–199 ГэВ, следующим из точных электрослабых измерений на LEP, SLC и экспериментах по рассеянию нейтрино [18]. Так как масса топ-кварка сравнима с масштабом электрослабого нарушения симметрии (со значением вакуумного ожидания  $v = 246$  ГэВ), то эта область масс является очень интересной для наблюдения возможных отклонений от Стандартной Модели [19].

Основной канал рождения топ-кварка на TEVATRONе, в котором и был открыт t-кварк, – это его парное  $t\bar{t}$  рождение с последующим распадом  $t \rightarrow W^+ b$  и  $\bar{t} \rightarrow W^- \bar{b}$ . Полное сечение для этой реакции было вычислено в следующем за ведущим логарифмом порядке [20], и равно  $2.26^{+0.26}_{-0.17}$  пбн при  $m_t = 200$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ. Недавние расчеты сечения рождения одиночного топ-кварка [21] дают сечение для суммарного рождения одиночного  $t$ - и одиночного  $\bar{t}$  кварков 1.7 пбн  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$ , также для  $m_t = 200$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ, что составляет  $\sim 75\%$  от сечения  $t\bar{t}$  рождения.

Вершина, содержащая  $W$ -бозон, t-кварк и b-кварк не была изучена экспериментально до настоящего времени. Парное  $t\bar{t}$  рождение – неподходящий процесс для тестирования и экспериментального изучения этой вершины и элемента  $V_{tb}$  матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы [22], в частности, так как в этой реакции топ-кварки в основном рождаются через  $g t\bar{t}$  вершину. Информация о  $W t\bar{b}$  вершине из распада топ-кварка  $t \rightarrow W b$  теряется при рождении  $t\bar{t}$  пары, так как парциальная ширина распада топ-кварка  $t \rightarrow W b$ , очень близка к единице ( $\Gamma(t \rightarrow W b) \propto V_{tb}^2$ ,  $0.9988 \leq V_{tb} \leq 0.9995$  at the 90% CL [23]). В тоже время одиночный топ-кварк, рождается на адронном коллайдере через  $W t\bar{b}$  вершину и поэтому

такие реакции чувствительны к ней. Поэтому изучение таких процессов дает возможность провести наиболее хороший анализ  $Wtb$  вершины и величины  $V_{tb}$ .

Существует несколько процессов рождения одиночного топ-кварков в адронных столкновениях. Процесс рождения  $t$ -кварка на адронных коллайдерах в результате  $W$ -глюон - слияния  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$  был изучен в работах [21, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33]. Процесс  $q'\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$  с промежуточным виртуальным  $W^*$  бозоном был исследован в работах [34, 35] для энергий TEVATRONa. Использование процесса одиночного рождения топ-кварка на протон-антипротон коллайдерах, включая TEVATRON, как инструмента для изучения вершины  $Wtb$  обсуждался в ряде статей [27, 29, 36, 37, 38]. Рождение одиночного топ-кварка также был изучен для  $e^+e^-$  коллайдеров [36, 37, 38, 39, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46],  $e\gamma$  взаимодействий [47, 48] и для  $\gamma\gamma$  коллайдеров [49].

Эта глава диссертации посвящена исследованию полного набора процессов приводящих к рождению одиночного топ-кварка и концентрируется затем на доминирующих реакциях, для которых детально были изучены различные зависимости полных сечений и все основные кинематические распределения. Здесь рассматриваются следующие процессы рождения одиночного  $t$ -кварка для коллайдера TEVATRON.

1.  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$
2.  $p\bar{p} \rightarrow tq + X$
3.  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + X$

где  $q$  – легкий кварк и  $X$  представляет любые дополнительные частицы в конечном состоянии, включая адронные остатки.

В разделе 1.2 описываются три процесса рождения одиночного  $t$ -кварка и техника представляемых вычислений, затем представляются и осуждаются результаты. Здесь изучаются значения полного сечения как функции масс  $t$ -кварка и энергии коллайдера. Эти результаты затем будут служить важной информацией для анализа, проводящегося в последующих главах. В разделе 1.3 исследованы кинематические распределения событий одиночного рождения топ-кварка показывающие различные вклады от каждого типа процесса. Были изучены существенные переменные, которые будут полезны в дальнейшем для выделения сигнала из общего числа событий и подавления фона. В разделе 1.4 исследованы эффекты включения "нестандартных" связей в  $Wtb$  вершину. Этот анализ непосредственно связан с чувствительностью измерений  $V_{tb}$  матричного элемента. Здесь изучены эффекты возможных отклонений  $(V+A)$  связи в  $Wtb$  вершине и рассмотрена возможность измерения этой аномальной связи на усовершенствованном коллайдере TEVATRON.

## 1.2 Сечение рождения одиночного топ-кварка

Как было сказано во введении к данной главе, существует несколько процессов для протон-антипротонного столкновения с одиночным топ-кварком в конечном состоянии. Первая колонка данных, представленных ниже, показывает подпроцессы к трем процессам, с двумя или тремя вершинами в древесных диаграммах Фейнмана, т.е. процессы порядка  $\mathcal{O}(\alpha^2)$ ,  $\mathcal{O}(\alpha^3)$ ,  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$  and  $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$ . Диаграммы, содержащие петлевые поправки здесь не рассматриваются.

Число диаграмм Фейнмана для каждого подпроцесса приведено во второй колонке. Из общего числа диаграмм некоторые диаграммы были опущены : (а) диаграммы,

содержащие подграфы для  $t\bar{t}$  парного рождения ( не имеющие отношения к одиночному рождению топ-кварка), (b) диаграммы содержащие фотон, Z-бозон или хиггсовский бозон (их вклад в полное сечение очень мал) и (с) – диаграммы содержащие недиагональные элементы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы:

1.  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$   $W^*$  бозон в s-канале
  - 1.1  $q'\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$  1  $\mathcal{O}(\alpha^2)$
  - 1.2  $q'g \rightarrow t\bar{b}q$  2  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$
  - 1.3  $q'\bar{q} \rightarrow t\bar{b}g$  4  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$
2.  $p\bar{p} \rightarrow tq + X$   $W$  бозон в t-канале
  - 2.1  $q'b \rightarrow tq$  1  $\mathcal{O}(\alpha^2)$
  - 2.2  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$  2  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$
  - 2.3  $bg \rightarrow tq\bar{q}'$  2  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$
  - 2.4  $q'b \rightarrow tqg$  4  $\mathcal{O}(\alpha^2, \alpha_s)$
3.  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + X$ 
  - 3.1  $bg \rightarrow tW$  2  $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s)$
  - 3.2  $q\bar{q} \rightarrow tW\bar{b}$  2  $1 = \mathcal{O}(\alpha^3), 1 = \mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$
  - 3.3  $b\bar{b} \rightarrow tW\bar{b}$  5  $2 = \mathcal{O}(\alpha^3), 3 = \mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$
  - 3.4  $gg \rightarrow tW\bar{b}$  5  $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$
  - 3.5  $qb \rightarrow tWq$  3  $1 = \mathcal{O}(\alpha^3), 2 = \mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$
  - 3.6  $bg \rightarrow tWg$  8  $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$

Необходимо отметить, что существует некоторая неоднозначность в использовании термина " $W$ -глюонное слияние" в литературе. В одних статьях под этим названием подразумевается только подпроцесс 2.2  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$ , в других – два процесса 2.1  $q'b \rightarrow tq$  и 2.2  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$ , объединенные вместе. Только единственная работа [21] включает в расчет все четыре 2.1–2.4 подпроцесса, но ее хотя авторы употребляют термин " $W$ -глюонное слияние" только по отношению к подпроцессу 2.2. В этой работе также используется значение этого термина только по отношению к процессу 2.2.

Каждый из подпроцессов 1.2 и 2.2 ( составляющие процесс  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$ ), содержат две диаграммы Фейнмана которые попарно калибровочно инвариантны и не интерферируют друг с другом так как принадлежат ортогональным цветовым пространствам. Можно попытаться рассмотреть этот процесс как независимую реакцию, а не как поправки высшего порядка к двум основным процессам в виду того, что двух- и трех-частичные конечные состояния могут быть различимы экспериментально. Однако это невозможно сделать технически из-за определения структурной функции b-кварков в протоне и антипротоне. Это определение требует, чтобы подпроцессы были сгруппированы как показано выше, при этом подпроцессы (2→3) рассматриваются как поправки высших порядков к процессам (2→2).

Теперь можно приступить к обсуждению подпроцессов, которые были включены в расчеты. В списке, представленном ниже, первая частица в начальном состоянии – партон из протона, а вторая – из антипротона. Для простоты было решено не учитывать вклады странного и очарованного кваркового морей в начальном состоянии. Процессы с их участием будут давать дополнительные 1-2% в полное сечение и этот добавочный вклад будет учтен ниже при оценке верхней границы для полного сечения рождения одиночного топ-кварка.

1.  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$ 
  - 1.1  $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}, \bar{d}u \rightarrow t\bar{b}$
  - 1.2  $ug \rightarrow t\bar{b}d, gu \rightarrow t\bar{b}d, \bar{d}g \rightarrow t\bar{b}\bar{u}, g\bar{d} \rightarrow t\bar{b}\bar{u}$
2.  $p\bar{p} \rightarrow tq + X$ 
  - 2.1  $ub \rightarrow td, bu \rightarrow td, \bar{d}b \rightarrow t\bar{u}, b\bar{d} \rightarrow t\bar{u}$
  - 2.2  $ug \rightarrow t\bar{b}d, gu \rightarrow t\bar{b}d, \bar{d}g \rightarrow t\bar{b}\bar{u}, g\bar{d} \rightarrow t\bar{b}\bar{u}$
3.  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + X$ 
  - 3.1  $bg \rightarrow tW, gb \rightarrow tW$
  - 3.2  $u\bar{u} \rightarrow tW\bar{b}, \bar{u}u \rightarrow tW\bar{b}, d\bar{d} \rightarrow tW\bar{b}, \bar{d}d \rightarrow tW\bar{b}$
  - 3.3  $gg \rightarrow tW\bar{b}$

Для  $u$ - и  $d$ - кварков ( анти-кварков) в начальном состоянии при расчетах были учтены как от валентных, так и от морских кварков. Типичные фейнмановские диаграммы для этих процессов показаны на Рисунке 1.1 (a), (b) и (c).

Были рассчитаны все подпроцессы с двумя или тремя вершинами, за исключением тех, которые содержат глюон в конечном состоянии, которые, вообще говоря, являются также важными. Процессы с дополнительными кварками в конечном состоянии, например,  $bg \rightarrow tq\bar{q}'$  и  $qb \rightarrow tWq$ , как показали расчеты, дают вклад всего лишь 2.2% ( 0.0182 пбн) и 1.6% ( 0.0128 пбн) соответственно в полное сечение. Это также относится к процессу  $b\bar{b} \rightarrow tW\bar{b}$  несмотря на то, что ему соответствует большой набор фейнмановских диаграмм, одна из которых – электрослабое рождение  $t\bar{t}$  пары. Этот процесс дает всего лишь менее 0.1% ( 0.0008 пбн) в полное сечение после удаления этой диаграммы.

Выполненные расчеты сечений перечисленных выше процессов включают недиагональные матричные элементы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы.

### 1.2.1 Детали вычислений

Основное внимание в представляемой работе было уделено изучению на древесном уровне тех процессов перечисленных в предыдущем разделе процессов, которые дают основной вклад в сечение рождения одиночного топ-кварка. Для выполнения символьных вычислений и генерации оптимизированных кодов для квадратированных матричных элементов на языке Фортран был использован программный пакет COMPER. Для проведения интегрирования по фазовому объему с использованием структурных функций распределений применялся пакет BASES [15]. С помощью интерфейса COMPER-BASES производилась корректная генерация кинематики для изучаемых процессов и 'сглаживание' сингулярных переменных [50]. Для каждого из процессов использовался Монте-Карло генератор SPRING [15], осуществлявший розыгрыш событий на партонном уровне. Симуляция реальных событий производилась с помощью пакета PYTHIA [13] и программы-интерфейса для вставки нового процесса в Монте-Карло генератор PYTHIA, что позволило осуществить распад и фрагментацию сгенеренных на партонном уровне событий и осуществить затем их детальный анализ.

Для этих вычислений были использованы партонные структурные функции STEQ3M [51] и  $MRS(A')$  [52]. Эти две функции распределения – структурные функции следующего за ведущим логарифмом порядка – вычислены в ренормализационной схеме минимального вычитания ( $\overline{MS}$ ) [53]. Различие между результатами полученными с использованием STEQ3M и  $MRS(A')$  порядка  $\sim 8$ -10% для всех процессов с легкими партонами в начальном состоянии, включая морские и валентные кварки. Однако, для процессов

с морскими  $b$ -кварками в начальном состоянии полные сечения вычисленные с использованием  $MRS(A') \sim 25\text{-}30\%$  меньше тех, которые были вычислены с помощью СТЕQ3М.

В вычислениях были использованы следующие параметры Стандартной Модели: масса  $Z$  бозона  $m_Z = 91.19\text{GeV}$ , масса  $b$  кварка  $m_b = 5.0\text{GeV}$ , постоянная тонкой структуры  $\alpha = 1/128$ , угол электрослабого смешивания  $\sin^2 \theta_W = 0.225$ , элементы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы  $V_{ud} = 0.975$  и  $V_{tb} = 0.999$ . Результаты были получены в двух калибровках: унитарной и калибровке Т'Хофта-Фейнмана для проверки вычислений. Различие результатов для этих двух калибровок менее  $0.1\%$ , оно связано с конечной точностью численных расчетов и лежит в пределах их ошибок.

В качестве КХД параметра эволюции  $Q^2$ , был выбран квадрат массы топ-кварка –  $m_t^2$ , так как этот большой масштаб естественен для рождения его. Выбор такого большого масштаба является консервативным и приводит в сечениям более низким по сравнению, например, с выбором  $m_W^2$  и, тем более,  $m_b^2$  в качестве КХД параметра эволюции  $Q^2$ . Как показано в работах [30] и [33], сечение рождения одиночного топ-кварка сильно зависит от выбора КХД масштаба со значениями  $Q^2$  меньше  $\sim (m_W/2)^2$  и для малых  $Q^2$ , таких как  $m_b^2$  сечение будет в 2-3 больше, чем то, которое было рассчитано для  $Q^2 = m_t^2$ .

Характерное значение  $x$  для процесса рождения одиночного топ-кварка –  $m_t/\sqrt{s} \approx 180/1800 = 0.1$ , где  $x$  – доля момента протона или антипротона, которую несет партон в начальном состоянии. На масштабе  $Q^2 = (180\text{GeV})^2$ , величина  $\alpha_s$  равна  $0.114$ ,  $\Lambda_{QCD}$  для пяти кварковых ароматов равна  $158.0\text{MeV}$  ( для СТЕQ3М).

## 1.2.2 Объединение сечений

При суммировании сечений различных подпроцессов для получения полного сечения необходимо соблюдать определенную осторожность чтобы обойти так называемую проблему "двойного счета". Будет неправильным если мы будем просто суммировать отдельные подпроцессы с  $b$ -кварком в начальном состоянии.

Распределения морских  $b$ -кварков не измерены экспериментально – их получают из глюонной функции распределения используя уравнение эволюции Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи ( ГЛАП) [56]. Распределение  $b$ -моря содержит массовую сингулярность происходящую от коллинеарной сингулярности, которая возникает, когда глюон расщепляется на пару  $b\bar{b}$  кварков, лежащих на массовой поверхности. Среди подпроцессов, которые мы рассматриваем, к этой ситуации относятся процессы 2.1  $q'b \rightarrow tq$  и 2.2  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$ .

В подпроцессе 2.1  $b$ -кварк в начальном состоянии происходит от глюонного моря в антипротоне. Техника для правильного вычисления полного сечения  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tq + X)$  заключается в вычислении сечений подпроцессов 2.1 и 2.2, их сложении и вычитании из этой суммы сечения процесса расщепления глюона  $g \rightarrow b\bar{b}$ , свернутого с подпроцессом  $q'b \rightarrow tq$  [54, 55].

Например, для  $m_t = 180\text{GeV}$  с  $Q^2 = m_t^2$  и СТЕQ3М партонной функцией распределения сечение  $q'b \rightarrow tq$  процесса –  $0.751$  пбн, процесса  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$  –  $0.325$  пбн, вычитаемого процесса связанного с расщеплением глюона –  $0.568$  пбн, что дает полное сечение для  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow tq + X)$  процесса  $0.751 + 0.325 - 0.568 = 0.508$ . Сечение  $0.751$  пбн процесса  $p\bar{p} \rightarrow tq$  –  $0.751$  пбн более чем в два раза выше, чем сечение процесса  $W$ -глюонного слияния  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$ . На самом деле вычисленное таким образом сечение  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$  процесса не является физическим (этого момента и далее малая буква будет использоваться для обозначения адронных остатков, для того чтобы было удобнее

обращаться к конкретному подпроцессу). В дальнейшем мы предпочитаем рассматривать разность этого процесса и процесса, содержащего расщепление глюона  $g \rightarrow b\bar{b}$ , свернутого с подпроцессом  $q'b \rightarrow tq$  вместе как реальный процесс  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$ , имеющий реальное сечение. Такая трактовка связана с тем фактом, что при изучаемых энергиях процессы  $2 \rightarrow 2$  and  $2 \rightarrow 3$  практически не перекрываются. Требуя присутствие вычитания члена, описанного выше, КХД формализм точно удаляет КХД вклад первого порядка в партонную функцию распределения. Такое сокращение эффективно устраняет массивный  $b$ -кварк как "партон", что было предметом обсуждения в работе [55].

В описанном выше методе имеется одна тонкость, проявляющаяся, когда мы начинаем этот метод применять, используя различные структурные функции: CTEQ3M и MRS( $A'$ ). CTEQ коллаборация использует величину  $m_b$  для начала эволюции распределения  $b$  моря, в то время как MRS группа использует для этого величину  $2m_b$ . Поэтому логарифмические члены в вычитаемом члене, описывающие глюонное расщепление должны содержать  $\ln(Q^2/m_b)$  для CTEQ распределений и  $\ln(Q^2/2m_b)$  для MRS распределений, в соответствии с разными определениями моря  $b$ -кварков.

### 1.2.3 Зависимость сечения от массы топ-кварка $m_t$

Результаты для сечений четырех электрослабых процессов рождения одиночного топ-кварка представлены на рисунке 1.2 как функция от массы топ-кварка для  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ . Так как только один топ-кварк рождается в конечном состоянии, сечения падают с увеличением массы топ-кварка более медленно, чем сечение парного  $t\bar{t}$  рождения (зависимость взята из работы [20]), показанного для сравнения на этом же рисунке.

Основной вклад в электрослабое рождение одиночного кварка происходит от  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + x$  процесса. Вклад этого процесса в полное сечение (39%) примерно в 1.3 больше вклада процесса  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$  с  $W^*$  в  $s$ -канале (30%) и примерно в 1.5 больше вклада от  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$  процесса (26%). Доля  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + x$  процесса всего лишь 5%.

Значения сечений для рассмотренных выше партонных подпроцессов представлены в таблице 1.1 для двух значений масс топ-кварков (180 и 200GeV) и для двух уже обсуждавшихся типов партонных распределений. Так как в полное сечение дают вклад несколько электрослабых процессов, то оно составляет значительную часть от сечения парного  $t\bar{t}$  рождения. Значения сечений, представленных в таблице 1.1 должны быть умножены на фактор 2 для того, чтобы учесть вклад от рождения одиночного антикварка  $\bar{t}$ . Например, полное сечение при  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  для CTEQ3M партонной функции распределения будет равно  $0.848 \times 2 = 1.696$  пбн для  $m_t = 180\text{GeV}$  и  $0.556 \times 2 = 1.112$  пбн для  $m_t = 200\text{GeV}$ , сечения для MRS( $A'$ ) распределения будут соответственно равны 1.554 и 1.008 пбн. Поэтому, несмотря на то, что сечение рождения одиночного топ-кварка меньше сечения  $t\bar{t}$  парного рождения (4.21 пбн при 180GeV, 2.26 пбн при 200GeV, [20]), для всех масс кварков, рассматриваемых здесь, оно достаточно большое для изучения таких процессов на коллайдере TEVATRON, что представляется очень интересной задачей.

### 1.2.4 Зависимость сечения от энергии коллайдера

Полное сечение рождения одиночного топ-кварка было также вычислено для различных энергий коллайдера. Рисунок 1.3 представляет зависимость сечений рождения одиночного топ-кварка от массы топ-кварка для четырех энергий: (i) настоящей энергии TEVATRONa 1.8TeV, (ii) энергии TEVATRONa для следующего запуска в 1999 году, 2.0TeV,

(iii) энергии усовершенствованного TEVATRONa в начале следующего века, 4.0TeV и, наконец, для максимальной к 2008 году энергии протон-протонного  $pp$  коллайдера LHC в ЦЕРНе 14TeV. Три кривые для энергий TEVATRONa – сечения для  $p\bar{p}$  столкновений, в то время как сечение для LHC рассчитано для  $pp$  соударений. Несмотря на высокие сечения рождения одиночного кварка на LHC, изучение таких процессов на этом коллайдере будет довольно сложным, так как адронные струи как и сам топ-кварк будут рождаться под малыми углами и относительно большими псевдобыстродами  $\eta$ , распределения по которым будут иметь пик при  $\eta = \pm 2.5$  ( максимум по  $\eta$  при  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  будет в районе  $\pm 1.0$ ). Для значений  $m_t = 180\text{GeV}$ , полные сечения рождения одиночного топ-кварка будут равны 0.83 пбн для  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ , 1.18 пбн для 2.0TeV, 8.7 пбн для 4.0TeV и для  $pp$  столкновений 156 при 14TeV. Для  $p\bar{p}$  коллайдеров, в частности TEVATRONa, сечения рождения  $\bar{t}$  антикварков будут равны сечениям рождения  $t$  кварков. Для  $pp$  столкновений на LHC существует асимметрия сечений рождения  $t$  и  $\bar{t}$ . Для  $m_t = 180\text{GeV}$  и  $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$  сечение рождения одиночного  $\bar{t}$ -кварка на LHC будет равным 108 пбн. Представленные расчеты были получены с использованием партонной функции распределения CTEQ3M.

Необходимо отметить что относительные вклады от различных подпроцессов рождения одиночного кварка в полное заметно меняются с при изменении энергии столкновений. Для массы топ-кварка 180GeV, рисунок 1.4 представляет зависимость сечений рождения одиночного топ-кварка от энергии TEVATRONa для каждого из подпроцессов, дающих вклад в полное сечение. Из рисунка видно, что  $W^*$  s-канальный процесс  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$  очень слабо чувствителен к изменению энергии коллайдера по сравнению с другими процессами, сечения которых заметно повышаются с ростом энергии. При 1.8TeV  $W^*$  процесс дает вклад в полное сечение 30%, а при 4.0TeV этот вклад составляет лишь 3.4% от сигнала. Процесс  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$  слабо зависит от изменения энергии так как это s-канальный процесс и практически все события для этого процесса будут принадлежать пороговой кинематической области в фазовом объеме для  $\hat{s}$  переменной, эта область не зависит от энергии. Однако сечение этого процесса все же слабо растет с энергией, и связано это с тем, что для более высоких энергий коллайдера затрагивается область меньших  $x$  в партонной функции распределения, которые растут с уменьшением для выбранного  $Q^2$  масштаба.

В тоже время относительный вклад процесса  $p\bar{p} \rightarrow tW + x$  в полное сечение увеличивается с 5% для 1.8TeV до 12.8% для 4.0TeV. Стоит подчеркнуть что для энергий LHC коллайдера этот подпроцесс дает заметный вклад – 30% в полное сечение и поэтому выступает в роли одной и основных реакций для изучения рождения одиночного топ-кварка на LHC.

### 1.2.5 Оценки верхней и нижней границ сечения

Результаты для подпроцессов электрослабого рождения одиночного топ-кварка и суммарного полного сечения, представленные графически на рисунке 1.2, имеют верхнюю и нижнюю границу, область между которыми заштрихована. Верхняя и нижняя границы отвечают соответственно структурным функциям CTEQ3M и MRS( $A'$ ). Основная неопределенность связана с различием функций распределений  $b$ -кварков и составляет 25-30% для процессов с  $b$ -кварками в начальном состоянии. Функции распределения  $b$ -кварков не измерены и поэтому представляют собой лишь решения партонных уравнений эволюции. Неопределенность результатов за счет различия партонных распределений для легких кварков составляет 8%. Неопределенность полных сечений за счет различных

структурных функций равна 10%. Следует отметить что процессы рождения одиночного топ-кварка с морскими  $s$  и  $c$ -кварками в начальном состоянии дают дополнительные 2% к полному сечению. Неопределенности связанные с выбором параметризаций партонных функций распределения можно рассматривать как систематическую ошибку для конечных результатов.

### 1.2.6 Процесс $W$ -глюонного слияния

Для процесса 2.2, содержащего две диаграммы глюонного слияния –  $q'g \rightarrow tq\bar{b}$  ( рисунок 1.1(в) - диаграммы 2.2, 2.3 ) был проанализирован вклад от каждой диаграммы. Вычисления производились в унитарной калибровке, в них была использована партонная функция распределения CTEQ3M. Для массы топ-кварка равной 180 GeV диаграмма Фейнмана, в которой глюон в начальном состоянии расщепляется на  $b\bar{b}$  пару дает вклад 145% в сечение процесса 2.2, в то время как диаграмма, где глюон расщепляется на  $t\bar{t}$  пару имеет вклад лишь 5%. Но несмотря на то, что эта диаграмма дает такой малый вклад в полное сечение, деструктивная интерференция между двумя диаграммами очень значительна и равна 50%. В таблице 1.2 представлены вклады от каждой из диаграмм и интерференции между ними для масс топ-кварка 160, 180 и 200 GeV. Эти значения наглядно показаны на рисунке 1.5 как функция массы топ-кварка для  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$ .

### 1.2.7 Процесс $p\bar{p} \rightarrow tW^-b + x$

В этом разделе обсуждаются два подпроцесса – 3.2 и 3.3, составляющие процесс  $(2 \rightarrow 3) : p\bar{p} \rightarrow tW^-b + x$ . Необходимо отметить, что существует важная разница между рождением одиночного топ-кварка в  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  столкновения по сравнению с  $q\bar{q}$  и  $gg$  партонными взаимодействиями на TEVATRONe. На  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  коллайдерах процессы рождения одиночного топ-кварка с  $t\bar{b}W$  в конечном состоянии важны, в то время как на TEVATRONe эти процессы несущественны. Процессы  $e^+e^-$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $q\bar{q}$  и  $gg \rightarrow t\bar{b}W$  содержат диаграммы с парным рождением  $t\bar{t}$  кварков и распадом  $\bar{t}$  в  $\bar{b}W^-$ , а также много дополнительных диаграмм, содержащих "чистое" рождение одиночного топ-кварка. Для того, чтобы вычислить сечение рождения одиночного топ-кварка и изучить  $Wtb$  вершину необходимо удалить вклад в сечение из области инвариантных масс  $m_t = m_{Wb}$  в районе полюса топ-кварка. Оставшийся вклад в случае  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  столкновений сравнительно большой ( например для  $\sqrt{s} = 2 \text{ ТэВ}$  в  $e^+e^-$  столкновениях он равен 0.01 пбн, что составляет 17% от полного сечения) чтобы быть чувствительным к структуре вершины, но в случае  $q\bar{q}$  и  $gg$  практически весь вклад в сечение дают  $t\bar{t}$  диаграммы. Оставшийся вклад от одиночного топ-кварка равен 20 фнб, что составляет лишь  $\sim 0.6\%$  от полного  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}W + x$  сечения, равного 3.27 пбн.

Основные партонные подпроцессы для  $(2 \rightarrow 3)$  реакции приведены ниже, число в конце каждой линии – число полного набора Фейнмановских диаграмм для каждого подпроцесса. Другие подпроцессы с морскими кварками в начальном состоянии (  $\bar{u}u$ ,  $\bar{d}d$  и так далее ) не рассматриваются здесь, так как их вклады в сечение пренебрежимо малы.

3.2 Кварк-антикварковое взаимодействие ( $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}W$ ):

$$3.2a \quad u\bar{u} \rightarrow t\bar{b}W^- \quad 9$$

$$3.2b \quad d\bar{d} \rightarrow t\bar{b}W^- \quad 9$$

3.3 Глюон-глюонное взаимодействие ( $gg \rightarrow t\bar{b}W$ ):

$$3.3 \quad gg \rightarrow t\bar{b}W^- \quad 8$$



Диаграммы представляющие подпроцессы 3.2а и 3.3 показаны на рисунке 1.1, из которого видно, что среди многих фейнмановских диаграмм есть диаграммы, содержащие "сильное" $t\bar{t}$ парное рождение с распадом  $\bar{t}$  на  $W^-$  и  $\bar{b}$ , дающими  $t\bar{b}W$  конечное состояние.

Электрослабое рождение  $t\bar{t}$  экспериментально неотличимо от сильного  $t\bar{t}$  парного рождения составляет лишь ничтожную долю от него. Как отмечалось ранее, если вклад в сечение рождения одиночного топ-кварка от всех диаграмм за исключением  $t\bar{t}$  парного рождения достаточно большой, то  $(2 \rightarrow 3)$  процесс будет важен, как это происходит в случае  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  столкновений. Однако это не тот случай для  $q\bar{q}$  и  $gg$  взаимодействий на TEVATRONe. После исключения области  $m_t \pm 10\text{GeV}$ , удаляющего вклад от рождения  $t\bar{t}$  пары, остается только  $\simeq 0.5\%$  от  $q\bar{q}$  процесса и  $\simeq 5\%$  от  $gg$  процесса, с более низким сечением. Полные сечения при  $m_t = 180\text{GeV}$  подпроцессов 3.2а, 3.2b и 3.3 равны 2.705, 0.294 и 0.271 пбн соответственно и лишь 0.004, 0.001 and 0.015 пбн после удаления  $t\bar{t}$  diagrams.

Следует также отметить, что экспериментальное изучение  $p\bar{p} \rightarrow tW^-b + x$  процесса с двумя  $W$ -бозонами в конечном состоянии после распада топ-кварка будет сильно затруднено наличием фоновых процессов равно как и процесса парного рождения топ-кварка. Поэтому анализ  $p\bar{p} \rightarrow tW^-b + x$  реакции с сечением  $0.02 \times 2 = 0.04$  пбн не представляется реальным в ближайшем будущем на TEVATRONe.

### 1.3 Кинематические распределения

Для детального понимания свойств процессов одиночного рождения топ-кварка в работе были получены и проанализированы некоторые интересные с экспериментальной точки зрения кинематические распределения. Все распределения представлены только для топ-кварков (распределения для анти-топ кварков не показаны) для того, чтобы анализ был более ясным. Для анти-топ-кварков распределения по псевдобыстроте будут зеркальным отражением относительно нуля распределений для топ-кварков, а по  $p_T$  и  $p_T^{\prime}$  — будут совпадать с ними. Если знак заряда  $W$  бозона может быть определен из измерений заряда лептонов из его лептонного распада, то будет возможным отдельное изучение свойств топ- и анти-топ-кварков. Все кинематические распределения представлены для массы топ кварка  $180\text{GeV}$ .

Топ-кварк распадается на  $W^+$  бозон и  $b$ -кварк, и мы будем рассматривать последовательный распад  $W^+$  на позитрон и нейтрино так как обнаружить сигнал в этом канале будет намного легче экспериментально, чем в канале с адронным распадом  $W$  бозона. Такая сигнатура сигнала рождения одиночного топ-кварка представляется центральным (по  $\eta$ ), изолированным лептоном с большим поперечным импульсом  $p_T$  (в данном случае позитроном или мюоном), большим поперечным несбалансированным импульсом  $E_T$  и, по крайней мере, двумя струями:

$$e^+ + E_T + \geq 2 ,$$

где одна из струй происходит от распада и адронизации  $b$ -кварка от распада топ-кварка. События рождения одиночного топ-кварка с лептонным распадом  $W$  бозона на электрон или мюон образуют  $\frac{2}{9} \simeq 22\%$  от всех событий распада топ-кварка. Эта доля может быть сравнима с долей  $e/\mu$ -струи канала распада для  $t\bar{t}$  пары который составляет  $\frac{24}{81} \simeq 30\%$  от всех событий  $t\bar{t}$  распада.

### 1.3.1 Поперечный импульс $p_T$

Рисунок 1.6 представляет распределение по  $p_T$  кварков, лептонов и нейтрино как для каждого из трех основных процессов рождения одиночного топ-кварка (  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$ ,  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$  и  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + x$  ) в отдельности, так и для их суммы.

Одно из важных свойств этих процессов заключается в том, что  $p_T$  спектр  $b$ -кварка от распада топ-кварка ( рисунок 1.6(a)) имеет максимум в области большого значения  $\sim(m_t^2 - m_W^2)/(2m_t)$ , равного 72GeV для массы  $t$ -кварка of 180GeV. В тоже время распределение по  $p_T$  легкого кварка или  $\bar{b}$ -антикварка, рождающегося вместе с топ-кварком ( рисунок 1.6(b)) достигается при  $p_T$  меньших  $m_W/2$ . На рисунке 1.6(c) and (d), представлено распределение по  $p_T$  позитрона (c) и распределение нейтрино по  $E_T$ . Из представленных распределений видно, что уровень порога триггера и обрезания для экспериментального отбора событий на  $p_T$  и  $E_T$  порядка 15–20GeV не уменьшат сильно сигнал.

Распределения по поперечному импульсу  $b$ -кварка, происходящему от топ-кварка, легкого кварка и  $\bar{b}$ -анти-кварка рождающегося совместно с одиночным топ-кварком для основного ( $2 \rightarrow 3$ ) процесса  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + x$ , содержащего  $W$ -глюонное слияние, представлены на рисунке 1.7. Значения  $p_T$   $\bar{b}$ -анти-кварка очень малы, с максимумом в районе 10GeV, распределение падает до типичного порога триггера  $\sim 15$ GeV для TEVATRONa. Эти величины близки к минимальной энергии реконструкции струй  $\sim 8$ GeV. Поэтому экспериментальный поиск одиночного топ-кварка с критерием наличия третьей струи после применения обрезаний будет иметь очень малый эффект [30]. Однако, если потребовать при анализе событий наличия условия на то, чтобы лишь *две или более* струи имели бы  $p_T > 15$ GeV, например, то вклад от  $W$ -глюонного слияния остался бы одним из основных, и к нему добавился бы вклад от ( $2 \rightarrow 2$ ) процессов.

### 1.3.2 Псевдобыстрота $\eta$

Распределения по псевдобыстроте кварков и лептона в конечном состоянии для перечисленных выше трех основных процессов рождения одиночного топ-кварка представлены на рисунке 1.8. Продукты распада топ-кварка сосредоточены в центральной области, как это видно из рисунка 1.8(a) для  $b$ -кварка и на рисунке 1.8(b) для позитрона от  $W^+$ . Обратная ситуация наблюдается для распределения по псевдобыстроте второго кварка в конечном состоянии – распределение имеет выраженный максимум в направлении вперед для  $\eta \simeq 1$ . при  $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, что показано на рисунке 1.8(c). Доминирующий вклад в пик вперед происходит от легкого кварка ( $2 \rightarrow 3$ ) процесса  $W$ -глюонного слияния, распределение по псевдобыстроте которого, имеет ясный пик в области  $\eta \simeq 1.8$ . Распределение  $\eta$  легкого кварка процесса ( $2 \rightarrow 2$ )  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$  так же имеет максимум в передней области, но при  $\eta \simeq 0.9$ . Распределение по псевдобыстроте  $\bar{b}$  антикварка  $W^*$  s-канального процесса  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$  имеет пик в обратном направлении в области  $\eta \sim -0.5$ .

На рисунке 1.9 показаны распределения по псевдобыстроте отдельно для процесса  $W$ -глюонного слияния  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + x$  для всех трех кварков (  $b$ ,  $\bar{b}$ , легкого кварка) в конечном состоянии. Из рисунка видно, что мягкий  $\bar{b}$ -антикварк рождается практически в центральной области подобно  $b$ -кварку от топ-кварка но с менее выраженным пиком, слегка смещенным назад в область  $\eta \sim -0.5$ . Его более уширенное распределение достигает области больших по абсолютному значению псевдобыстрот  $|\eta| \sim 4$ . Представленные

распределения находятся в качественном согласии с результатами работы [27].

### 1.3.3 Сумма абсолютных значений поперечных энергий $H_T$

На рисунке 1.10 представлены распределения для основных процессов рождения одиночного топ-кварка для переменной  $H_T$ , которая определяется как сумма абсолютных значений поперечных энергий двух кварков в конечном состоянии с максимальным значением  $E_T$  и  $E_T$  заряженного лептона:

$$H_T = |E_T(\text{jet1})| + |E_T(\text{jet2})| + |E_T(\text{lepton})|.$$

$H_T$  может рассматриваться как мера "температуры" события и как было показано является важной переменной для подавления фона и выделения сигнала для  $t\bar{t}$  парного рождения [16]. Распределение по  $H_T$  имеет максимум в районе больших значений  $\sim 150\text{GeV}$  для  $m_t = 180\text{GeV}$  и  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ , в то время как  $H_T$  распределение для основного фона  $p\bar{p} \rightarrow W + \geq 2 \text{ jets}$  имеет пик в области  $\sim 50\text{GeV}$  [16].

### 1.3.4 Инвариантная масса топ-кварка

Дальнейшее разделение сигнала и фона может быть достигнута в результате восстановления массы топ-кварка по продуктам распада [27]. Экспериментально измеряется 3-х импульс заряженно лептона и 2-х-мерный поперечный импульс  $p_{T\nu}$  ( $\equiv \vec{E}_T$ ) нейтрино. Продольная компонента импульса нейтрино  $p_{z\nu}$  не может быть однозначно определена на адронном коллайдере, где невозможно измерить импульс вдоль направлений струй от адронных остатков. Однако эту неоднозначность можно свести до минимума, используя следующий алгоритм.

Так как позитрон и нейтрино – продукты распада  $W$ -бозона, мы имеем:

$$m_W^2 = (P_e + P_\nu)^2,$$

где  $P_e$  и  $P_\nu$  4-х импульсы позитрона и нейтрино соответственно ( $P_\nu \equiv (E_\nu, p_{T\nu}, p_{z\nu})$ ;  $E_\nu^2 = p_{T\nu}^2 + p_{z\nu}^2$ ), а  $m_W$  – масса  $W$ -бозона. Можно переписать это соотношение в терминах продольных и поперечных компонент импульса ( $p_z$  и  $p_T$ ):

$$p_{Te}^2 p_{z\nu}^2 - (m_W^2 + 2p_{Te} p_{T\nu}) p_{ze} p_{z\nu} + p_{ze}^2 p_{T\nu}^2 - \frac{m_W^2}{4} (m_W^2 + 4p_{Te} p_{T\nu}) = 0.$$

Два решения этого квадратного уравнения будут иметь вид:

$$p_{z\nu} = \frac{p_{ze}}{2p_{Te}^2} (m_W^2 + 2p_{Te} p_{T\nu}) \pm \frac{m_W |p_e|}{2p_{Te}^2} \sqrt{m_W^2 + 4p_{Te} p_{T\nu}},$$

где  $|p_e| = \sqrt{p_{Te}^2 + p_{ze}^2} = E_e$ . Мы не знаем кое из решений реализуется в природе, но можно попытаться определить некое эффективное значение  $p_{z\nu}^{eff}$ , которое будет наиболее близко к истинному значению  $p_{z\nu}$ . Вариантами решений могут быть значения  $|p_{z\nu}|_{\min}$ ,  $|p_{z\nu}|_{\max}$ ,  $|p_{z\nu}|_-$ ,  $|p_{z\nu}|_+$  ( для двух последних величин 'минус' или 'плюс' – знак перед корнем в решении квадратного уравнения. Расчет показывает, что среди этих перечисленных вариантов  $p_{z\nu}^{eff}$  наиболее хорошим будет  $|p_{z\nu}|_{\min}$ . Этот выбор  $p_{z\nu}$ , который мы назовем  $(p_{z\nu})_{\min}$ , дает следующий эффективный 4-х импульс нейтрино:

$$(P_\nu)_{\min} = \left( \sqrt{p_{T\nu}^2 + (p_{z\nu})_{\min}^2}, p_{T\nu}, (p_{z\nu})_{\min} \right)$$

Теперь представляется возможным вычисление инвариантной массы топ-кварка:

$$\begin{aligned} m_t^2 &= (P_e + (P_\nu)_{\min} + P_b)^2 \\ &= \left( E_e + \sqrt{p_{T\nu}^2 + (p_{z\nu})_{\min}^2} + E_b \right)^2 - (p_{Te} + p_{T\nu} + p_{Tb})^2 - (p_{ze} + (p_{z\nu})_{\min} + p_{zb})^2 \end{aligned}$$

и ее сравнение с "поперечной массой"  $t$ :

$$m_T^2 = \left( \sqrt{(E_e + E_b)^2 - (p_{ze} + p_{zb})^2} + p_{T\nu} \right)^2 - (p_{Te} + p_{T\nu} + p_{Tb})^2,$$

где  $P_b$  – 4-х импульс  $b$ -кварка от распада топ-кварка и  $p_{zb}$ ,  $p_{Tb}$  – соответственно продольная и поперечная компоненты 3-х вектора  $b$ -кварка.

На рисунке 1.11(a) представлены распределения, отличающиеся штриховкой ( см. подпись к рисунку) для инвариантной массы топ-кварка для идеального случая, когда  $p_{z\nu}$  точно известна, для двух других случаев, когда значение  $p_{z\nu}$  вычислено как  $|p_{z\nu}|_{\min}$  и как  $|p_{z\nu}|_+$ . На этом же рисунке для сравнения приведено распределение по поперечной массе топ-кварка. Использование решения  $(p_{z\nu})_{\min}$ , приводит к немного лучшему распределению чем  $(p_{z\nu})_+$ . Оба последних распределения намного уже, чем распределение по поперечной массе топ-кварка. Распределения получены в предположении, что  $b$ -струя от топ-кварка точно известна.

На рисунке 1.11(b) представлены те же распределения, что и на рисунке 1.11(a), но для более реального случая, когда априори неизвестно, какой кварк есть  $b$ -кварк от топ-кварка. Критерием этой принадлежности является условие того, чтобы этот кварк имел максимальный  $p_{Tb}$ . Этот алгоритм правильно идентифицирует  $b$ -кварк в 60% случаев, что наглядно показывает представляемый рисунок 1.11(b) на котором распределения стали ниже и уширились, по сравнению с распределениями на рисунке 1.11(a).

## 1.4 $Wtb$ вершина и $V_{tb}$ параметр

Так как топ-кварк достаточно тяжелый можно ожидать, что на масштабе его массы может проявиться новая физика. Многочисленные варианты нестандартной физики на этот предмет рассматривались в литературе. Возможность извлечения информации об аномальной глюон-топ-кварк эффективной вершине с хромозлектрическим дипольным моментом на коллайдерах ТэВ-ных энергий обсуждалась в работе [57]. Контактные члены новой "сильной" динамики затрагивающей топ-кварк изучались в работе [58].

В этом разделе анализируется зависимость сечения рождения одиночного топ-кварка от  $V_{tb}$  элемента матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы. Здесь также изучаются эффекты, связанные с отклонением структуры  $Wtb$  от Стандартной Модели. В Стандартной Модели  $Wtb$  вершина пропорциональна  $V_{tb}$  матричному элементу и имеет  $(V-A)$  структуру. Как было объяснено выше, сечение рождения одиночного топ-кварка непосредственно содержит  $Wtb$  вершину ( в отличие от  $t\bar{t}$  рождения ). Именно поэтому исследование рождения одиночного топ-кварка дает уникальную возможность изучить  $Wtb$  структуру и измерить значение  $V_{tb}$ . Экспериментальные исследования этого характера – одна из основных задач физики, касающейся топ-кварка, после его открытия в  $t\bar{t}$  канале.

Анализ  $Wtb$  вершины обсуждался в работе [32] для LEP, TEVATRONa и LHC коллайдеров. В этой работе изучались  $t\bar{t}$  парное рождение и рождение одиночного топ-кварка в реакции  $W$ -глюонного слияния на TEVATRONe и LHC. Там было показано, что

информация о структуре  $Wtb$  вершины из парного рождения может быть получена только путем точного определения поляризации  $W$ -бозонов от распадов топ-кварков.

В этом разделе автор хотел бы сконцентрироваться не только на процессе  $W$ -глюонного слияния но и на всех остальных процессах, важный вклад в сечение рождения одиночного топ-кварка. Это позволит понять чувствительность эксперимента к структуре  $Wtb$  вершины. Измерения возможной нестандартной части вершины непосредственно связаны с измерением сечения рождения одиночного топ-кварка и его поляризациями.

### 1.4.1 Аномальная $(V+A)$ вершина

Как пример возможного отклонения  $Wtb$  вершины от Стандартной Модели мы вводим  $(V+A)$  нестандартную структуру с произвольным параметром  $A_r$ , где индекс  $r$  отражает, правую структуру тока, которую он представляет:

$$\Gamma_\mu(V_{tb}, A_r) = \frac{eV_{tb}}{2\sqrt{2}\sin(\theta_W)} [\gamma_\mu(1 - \gamma_5) + A_r\gamma_\mu(1 + \gamma_5)],$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\sin(\theta_W) = 0.474$  – синус угла Вайнберга,  $\gamma_\mu$  и  $\gamma_5$  – матрицы Дирака.

Зависимость полного сечения от параметра  $A_r$  представлена на рисунке 1.12. Стандартной Модели соответствует величина  $A_r = 0$ . Сечение квадратично зависит от  $A_r$  и практически симметрично относительно нуля. Оно вырастает со значения 0.848 пбн, когда  $A_r = 0$  до величины 1.59 пбн, когда  $A_r = -1$  и до величины 1.61 пбн при  $A_r = +1$ .

Распределения по поперечному импульсу  $p_T$  и псевдобыстроте  $\eta$  для  $A_r = 0$  и 1 показаны на рисунках 1.13 и 1.14. Распределения для аномальной вершины с  $A_r = +1$  практически совпадают с распределениями для Стандартной Модели, умноженными на фактор  $\sim 2$ . Ситуация будет очень близкой и для случая с  $A_r = -1$ .

### 1.4.2 Поляризация топ-кварка

Поляризация топ-кварка непосредственно зависит от структуры  $Wtb$  вершины. Если эта поляризация существует, то можно ожидать асимметрию в угловых распределениях частиц в конечном состоянии для различных значений  $A_r$ . Например, согласно Стандартной Модели топ-кварк рождается почти 100% лево-поляризованным из-за левой структуры  $Wtb$  вершины, в то время как если  $A_r = 1$ , топ-кварк не будет поляризованным вообще. Для анализа поляризационных эффектов и симуляции соответствующих событий с помощью Монте-Карло генератора необходимо либо удерживать информацию о поляризации частиц в конечном состоянии для изучаемых  $(2 \rightarrow 2)$  и  $(2 \rightarrow 3)$  процессов и затем осуществлять последовательный распад поляризованных топ-кварка и  $W$ -бозона ( $t \rightarrow Wb, W \rightarrow e\nu$ ), либо рассчитать диаграммы более высоких порядков –  $(2 \rightarrow 4)$  и  $(2 \rightarrow 5)$  процессы  $qg \rightarrow bevq\bar{b}$ , включающие топ-кварк и  $W$ -бозон как резонансы в промежуточных состояниях. Второй метод автоматически учитывает поляризацию  $t$  и  $W$ . В этом разделе изучаются различия в кинематических распределениях для случая, когда поляризация топ-кварка и  $W$ -бозона учитывается и случая, когда поляризация этих частиц не рассматривается (такая ситуация – характерная особенность обычных Монте-Карло генераторов, например, генератора RUTHIA, JETSET, в которых осуществляется последовательный распад частиц и не удерживается информация о их поляризации). Для этого были рассчитаны соответствующие процессы высших порядков для каждого из

основных процессов рождения одиночного топ-кварка. Эти процессы включили топ-кварк и  $W$ -бозон как промежуточные резонансы. Для кварков и лептонов в конечном состоянии было произведено суммирование по поляризациям и информация о них не удерживалась.

Непосредственные расчеты показали, что  $p_T$  и  $\eta$  распределения упомянутые выше практически не чувствительны к поляризации топ-кварка.

Два показательных распределения, которые должны отражать факт поляризации топ-кварка – распределение по инвариантной массе позитрона и  $b$ -кварка  $m_{eb}$  и по косинусу полярного угла  $\cos\theta_e^*$ . Угол  $\theta_e^*$  определяется как угол между направлением вылета позитрона и осью  $z$  в системе покоя  $W$ -бозона, при этом ось  $z$  выбирается по направлению движения  $W$ -бозона в системе покоя топ-кварка [32]. Эти переменные выражаются следующим образом:

$$m_{eb}^2 = (E_e + E_b)^2 - (p_{Te} + p_{Tb})^2 - (p_{ze} + p_{zb})^2$$

$$\cos\theta_e^* \simeq 1 - \frac{2m_{eb}}{m_t^2 - m_W^2}.$$

Рисунки 1.15 и 1.16 представляют распределения по  $m_{eb}$  и  $\cos\theta_e^*$  при  $A_r = 0$  для случая, когда поляризации топ-кварка и  $W$ -бозона учитываются и случая, когда поляризация распадающихся топ-кварка и  $W$ -бозона учтена не была. При увеличении вклада  $(V+A)$  вершины распределение по инвариантной массе  $m_{eb}$  будет сдвигаться в область больших значений и становиться более симметричным. Однако, как наглядно демонстрирует этот рисунок, это различие слишком мало, и анализировать такие эффекты сейчас не представляется возможным. Более того, это различие станет еще меньше при увеличении  $|A_r|$  от 0 до 1. Ясно, что поляризационные эффекты требуют тщательного изучения и анализа, большей статистики, и поэтому главной наблюдаемой величиной для изучения  $Wtb$  вершины будет являться полное сечение рождения одиночного топ-кварка. Его измерение будет первым прямым методом получения информации о  $V_{tb}$  матричном элементе и структуре  $Wtb$  вершины.

### 1.4.3 $V_{tb}$ - $A_r$ область

Зная зависимость полного сечения от величин  $V_{tb}$  и  $A_r$ , можно рассчитать область в  $(V_{tb}$ - $A_r$ ) плоскости, к значениям переменных в которой будет чувствителен эксперимент на TEVATRONе на следующей стадии его работы. Сечение согласно Стандартной Модели для одиночного 180GeV-ого топ-кварка равно 1.19 пбн для протон-антипротонной энергии столкновения  $\sqrt{s} = 2.0\text{TeV}$  1998 года ( $V_{tb} = 0.999$ ,  $A_r = 0$ ). Необходимо включить в рассмотрение и события с одиночным рождением анти-топ-кварка, поэтому сечение необходимо умножить на фактор 2 ( $k_{t+\bar{t}} = 2$ ). Парциальная ширина распада  $B$  для канала распада топ-(анти)топ-кварков на (электрон или мюон + струи) равна  $2/9$ . Интегральная светимость  $L = \int \mathcal{L} dt$  для следующей стадии TEVATRONа будут равна приблизительно 2000 пбн<sup>-1</sup>. Суммарная эффективность идентификации одиночных топ-кварков, как можно ожидать, будет порядка  $\sim 10\%$ , включая факторы, связанные с геометрией установки и следующими эффективностями: триггеров, идентификации частиц, реконструкции струй, распознавания  $b$ -струй и отбора событий. Исходя из вышесказанного число событий для 180GeV-ого топ кварка и  $\bar{t}$ -антикварка для значений  $V_{tb}$  и  $A_r$  Стандартной Модели будет равно:

$$N(V_{tb} = 0.999, A_r = 0) = k_{t+\bar{t}} B \sigma L \varepsilon$$

$$= 2 \cdot \frac{2}{9} \cdot (1.19) \cdot (2000)^{-1} \cdot (0.10) = 106 .$$

Основываясь на этом значении для числа событий для Стандартной Модели и вычисляя  $N(V_{tb}, A_r)$  для  $\sigma(V_{tb}, A_r)$  можно найти область чувствительности  $\Delta$  в  $(V_{tb}-A_r)$  плоскости для 95%-ого уровня достоверности на основании соотношения:

$$\Delta N(V_{tb}, A_r) < K\sqrt{N},$$

где  $K$  – фактор, соответствует числу стандартных отклонений от предсказаний Стандартной Модели. В нашем случае для выбранно доверительного уровня 95%  $K = 1.96$ .

На рисунке 1.17 показана эта область в  $(V_{tb}-A_r)$  плоскости для названного выше 95% доверительно уровня, предсказывающая чувствительность эксперимента на усовершенствованном коллайдере следующей стадии. Из рисунка 1.17 видно, что на 95%-ном уровне достоверности для  $A_r = 0$  величина  $V_{tb}$  ограничена значениями:  $0.77 \leq V_{tb} \leq 1.19$ . Для  $A_r = 0.5$   $V_{tb}$  будет лежать в интервале  $0.69 \leq V_{tb} \leq 1.07$ , а для  $A_r = 1.0$  – в области  $0.55 \leq V_{tb} \leq 0.85$ .

Информация о структуре  $Wtb$  вершины, которая может быть извлечена из прямых анализов одиночного рождения топ-кварка, очень важна и ценна, так как параметр  $A_r$  может быть изучен только в процессах рождения топ-кварка и, как показано в работах [36]  $(V+A)$  член, описывающийся  $A_r$ , не связан с наблюдаемыми на  $e^+e^-$  коллайдере LEP (в пределе  $m_b = 0$ ) и поэтому не может быть оценен косвенно на основании анализа данных по электрослабым взаимодействиям.

Ограничения на  $V_{tb}$  и  $A_r$  могут дать информацию о возможном четвертом поколении лептонов, так как косвенный анализ данных на LEP дает ограничение  $V_{tb} \geq 0.9988$  на 90%-ом уровне достоверности, в то время как  $V_{tb}$  может быть сколь угодно малым, если существуют новые поколения фермионов. Независимый анализ данных на TEVATRONе следующей стадии, который даст ограничения на  $V_{tb}$  и  $A-r$  будет очень важным поэтому и для изучения числа кварковых поколений.

Представленные в этой главе результаты были опубликованы в работе [96] и доложены на совещании DØколлокации в Анн-Арборе в июне 1995 года.

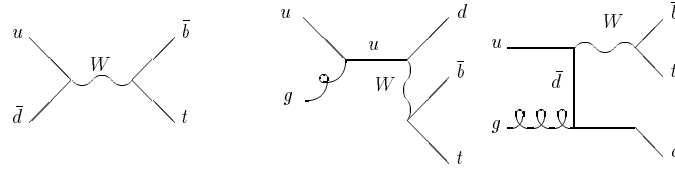
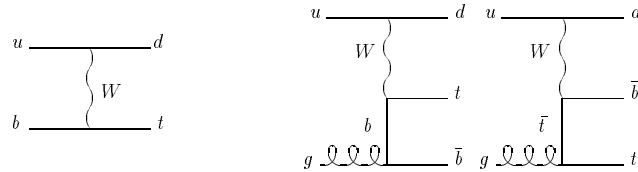
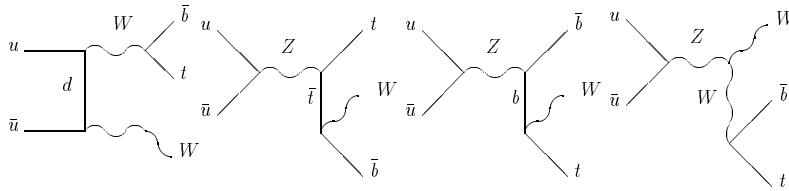
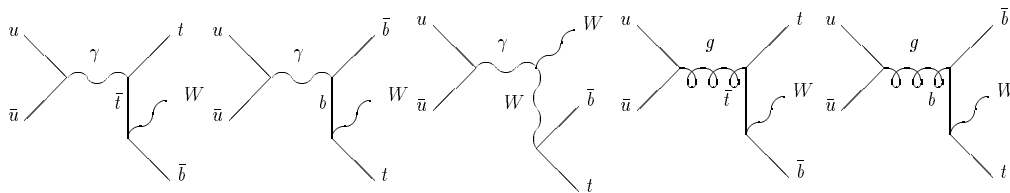
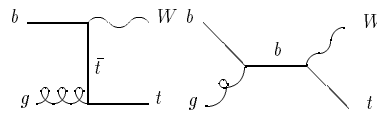
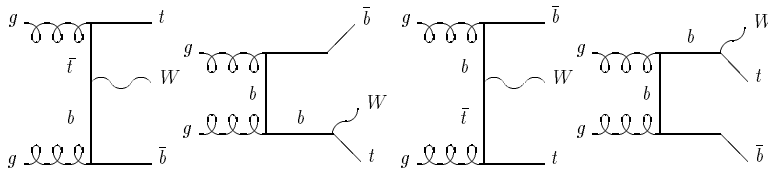
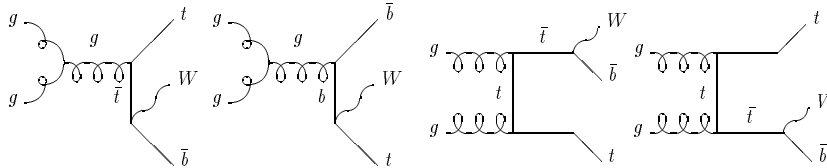
(a) Process 1.  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$ : 1.1  $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$ 1.2  $ug \rightarrow t\bar{b}$ (b) Process 2.  $p\bar{p} \rightarrow tq + X$ : 2.1  $ub \rightarrow td$ 2.2  $ug \rightarrow t\bar{d}$ (c) Process 3.  $p\bar{p} \rightarrow tW + X$ : 3.1  $bg \rightarrow tW$ 3.2  $u\bar{u} \rightarrow t\bar{b}W$ 3.3  $u\bar{u} \rightarrow t\bar{b}W$ 

Рис. 1.1: Диаграммы Фейнмана для трех основных процессов рождения одиночного топ-кварка на TEVATRONe: (a)  $W^*$  s-канальный процесс  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$ , (b)  $W$  t-канальный процесс  $p\bar{p} \rightarrow tq + X$  и (c)  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + X$



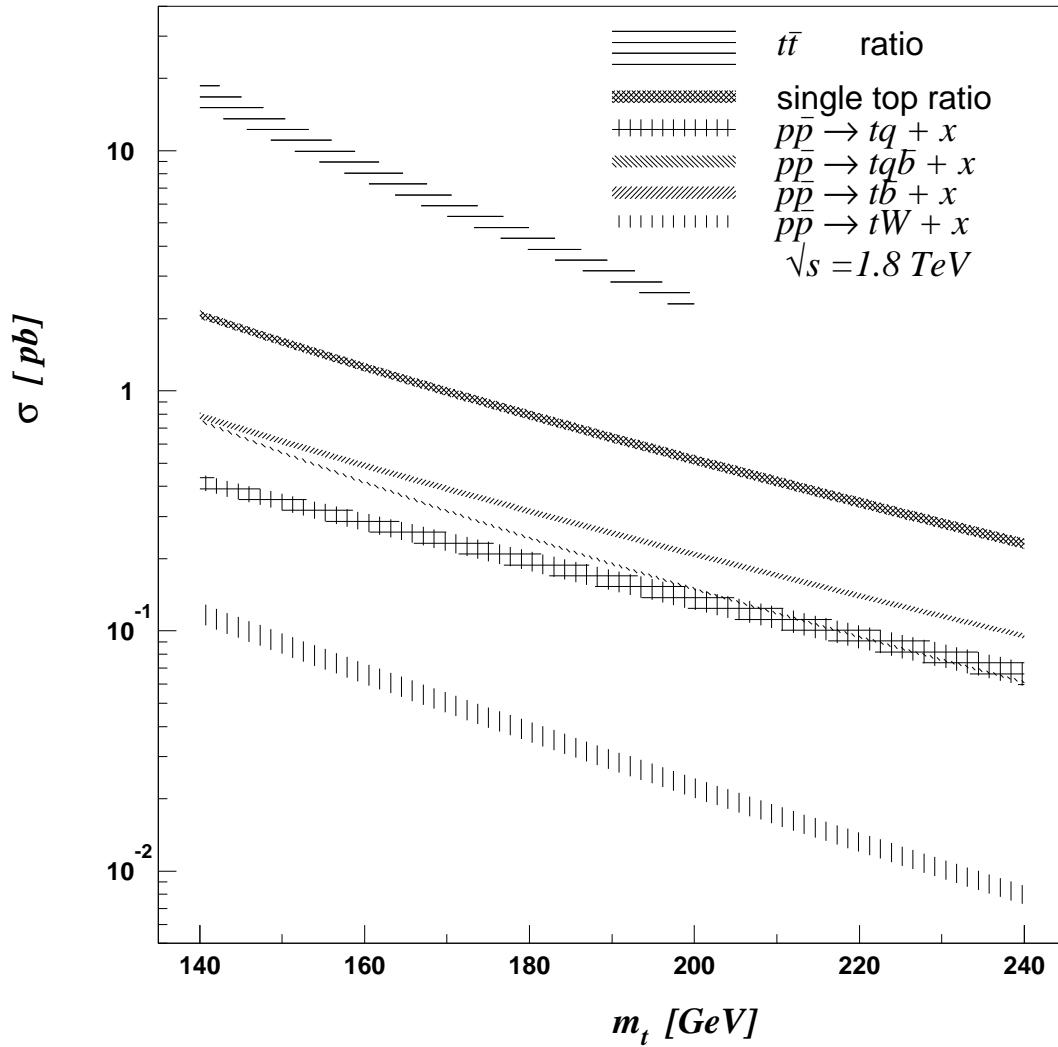


Рис. 1.2: Зависимость сечений рождения одиночного топ-кварка на TEVATRONe с  $\sqrt{s} = 1.8$  ТэВ от его массы для  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$ ,  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$ ,  $p\bar{p} \rightarrow tW^- + x$  и  $p\bar{p} \rightarrow t + X$  процессов. На рисунке для сравнения также показано сечение парного  $t\bar{t}$  рождения, вычисленное в следующем за ведущим логарифмом порядке в работе [20]

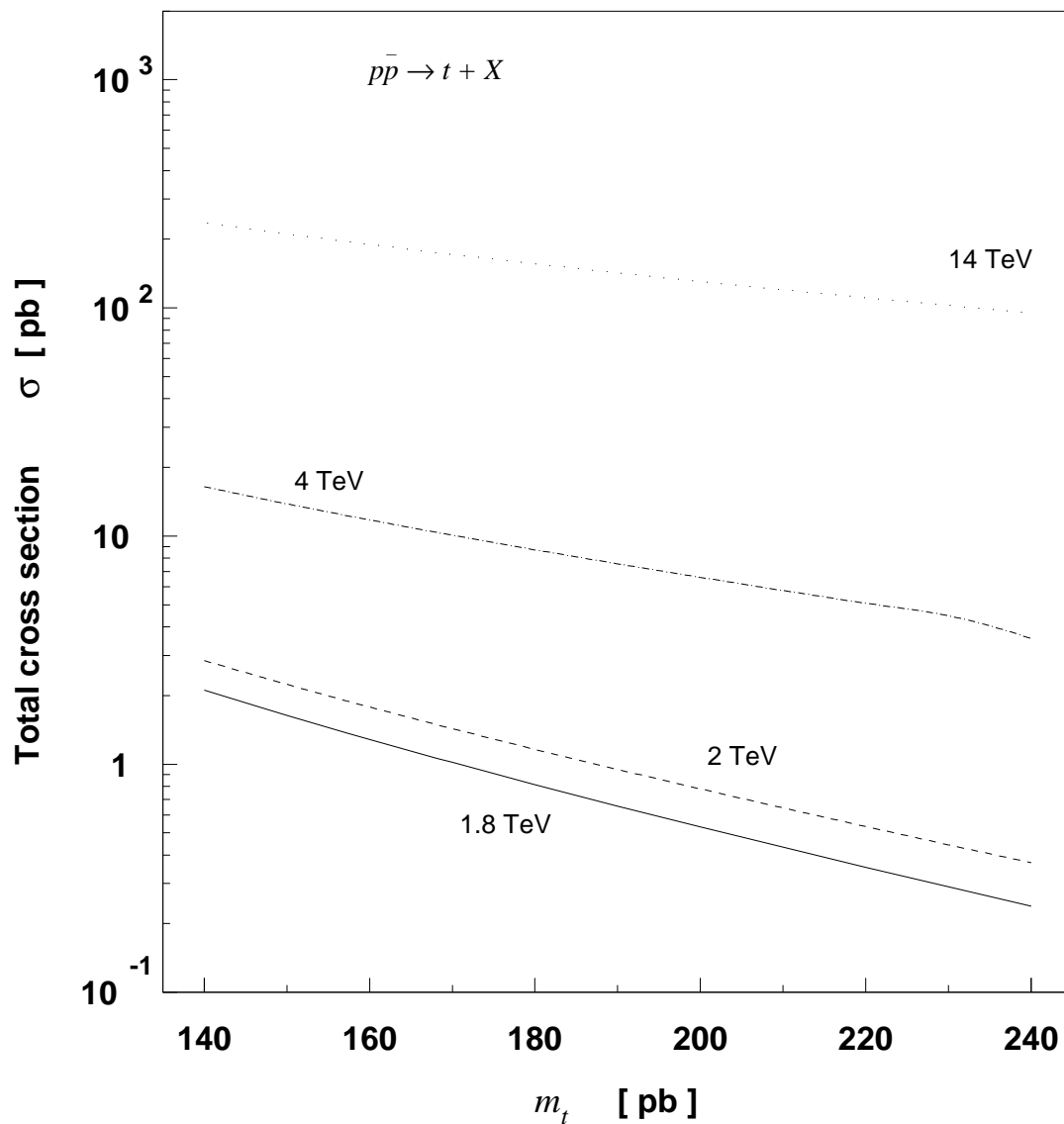


Рис. 1.3: Зависимость сечений рождения одиночного топ-кварка от его массы для четырех различных энергий: для энергий TEVATRONa 1.8, 2.0 и 4.0 ТэВ и для 14 ТэВ-ного  $pp$  LHC коллайдера.

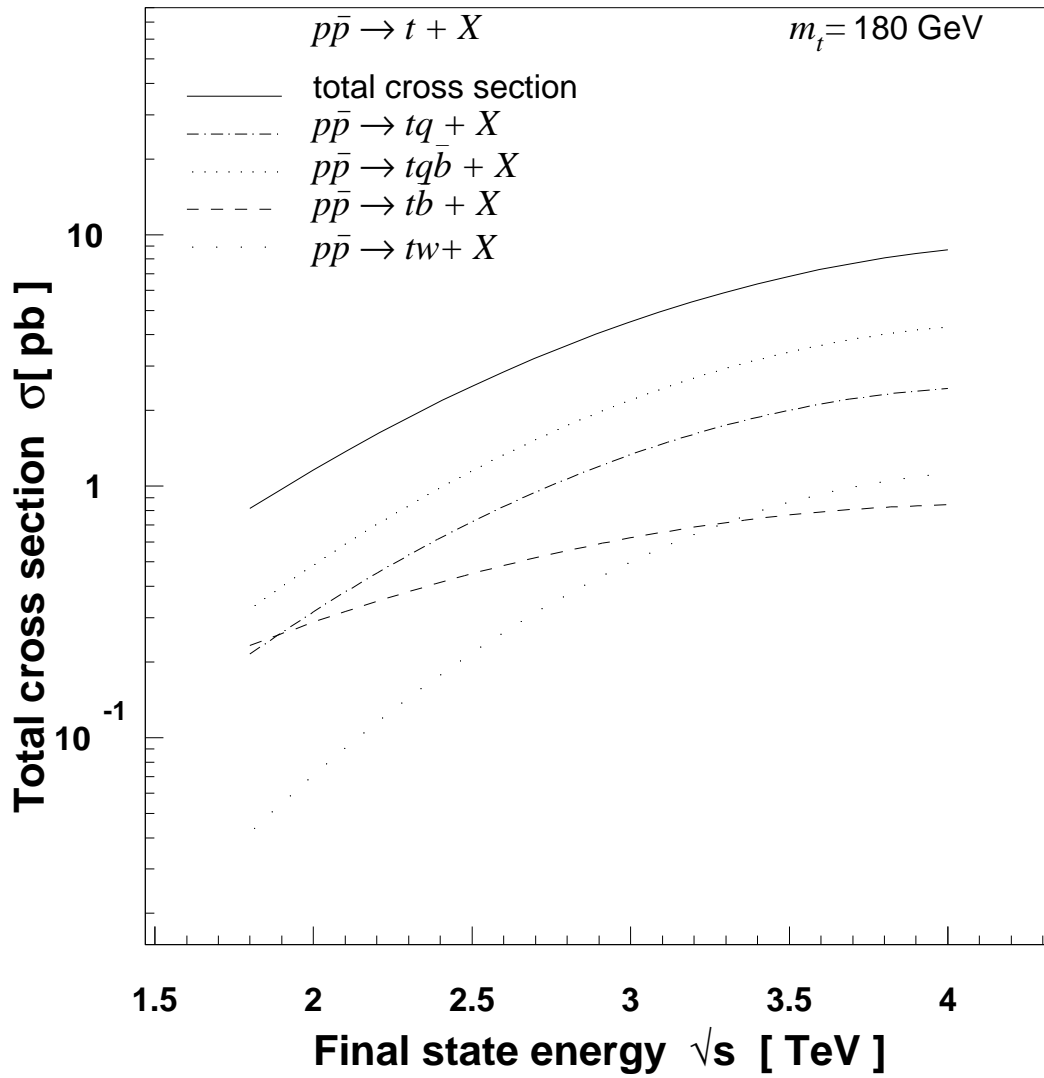


Рис. 1.4: Сечение рождения одиночного 180 ГэВ-ного топ-кварка как функция энергии столкновений и для отдельных subprocessов и их суммы

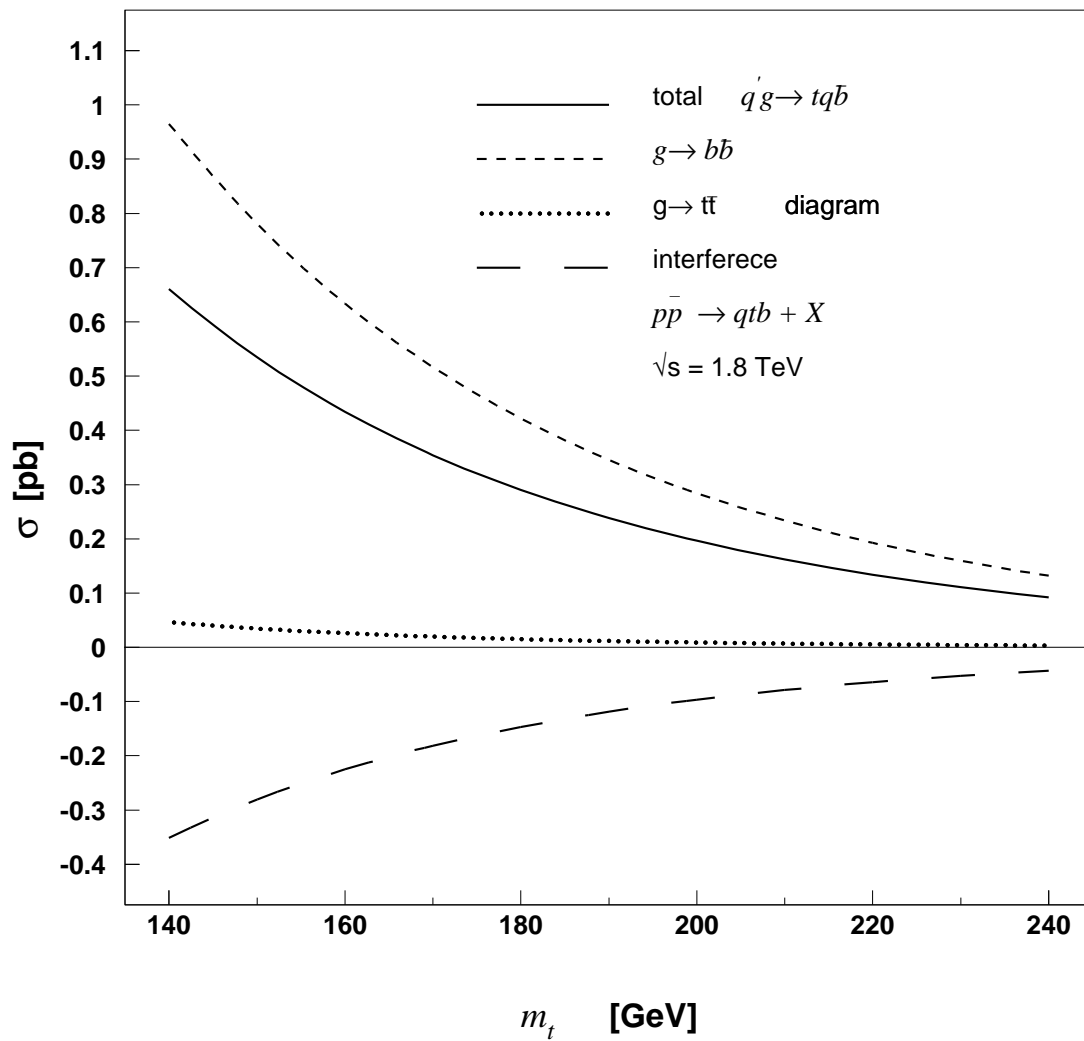


Рис. 1.5: Сечение рождения одиночного топ-кварка в  $(2 \rightarrow 3)$   $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + X$  процессе для двух диаграмм (с  $g \rightarrow b\bar{b}$  и  $g \rightarrow t\bar{t}$ ) в отдельности, их интерференции и суммы как функция массы топ-кварка

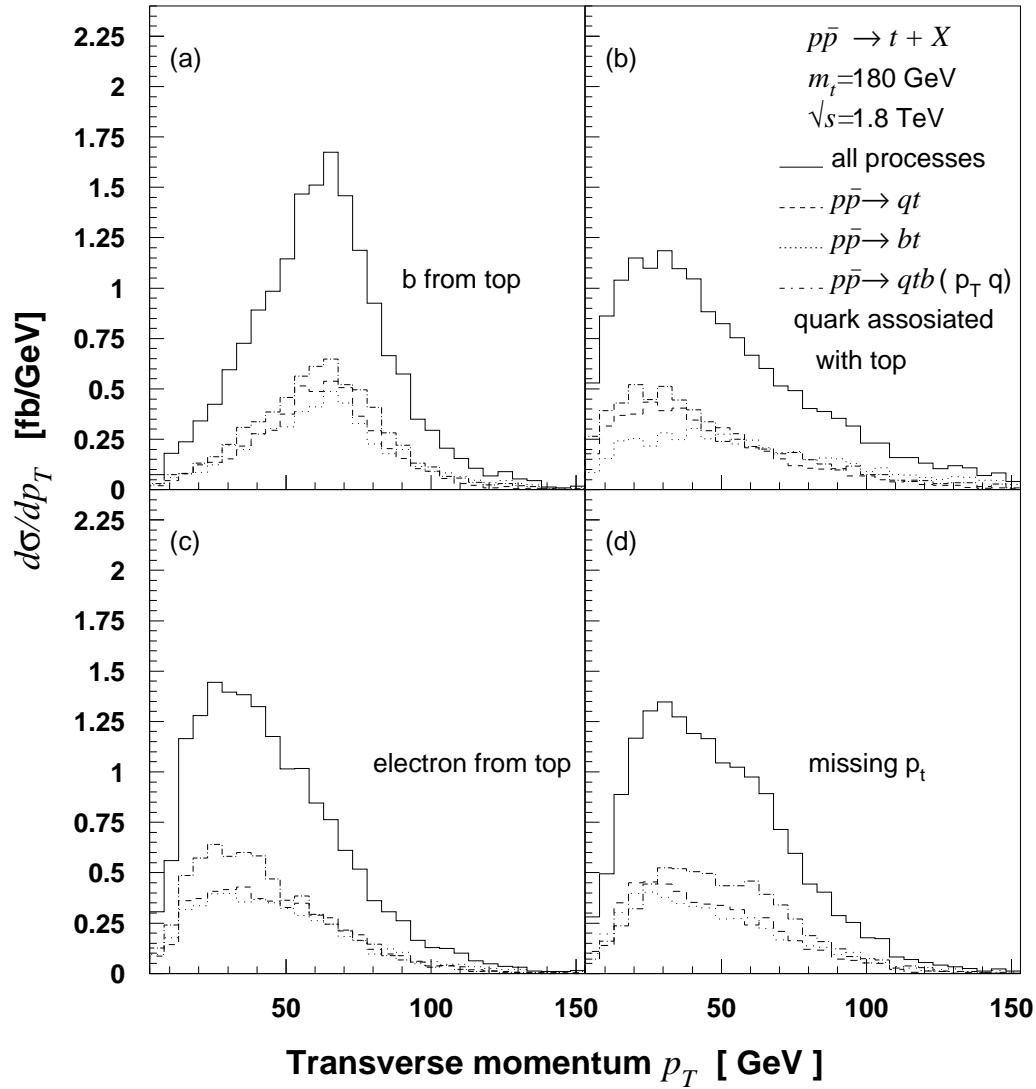


Рис. 1.6: Распределения по поперечному импульсу для процессов  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$ ,  $p\bar{p} \rightarrow tq + X$  и  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + X$  для следующих частиц: (a)  $b$  кварка от распад топ-кварка; (b) легкого кварка или энергетичного  $\bar{b}$  анти-кварка; (c) позитрона от  $W^+$  и (d) нейтрино от  $W^+$

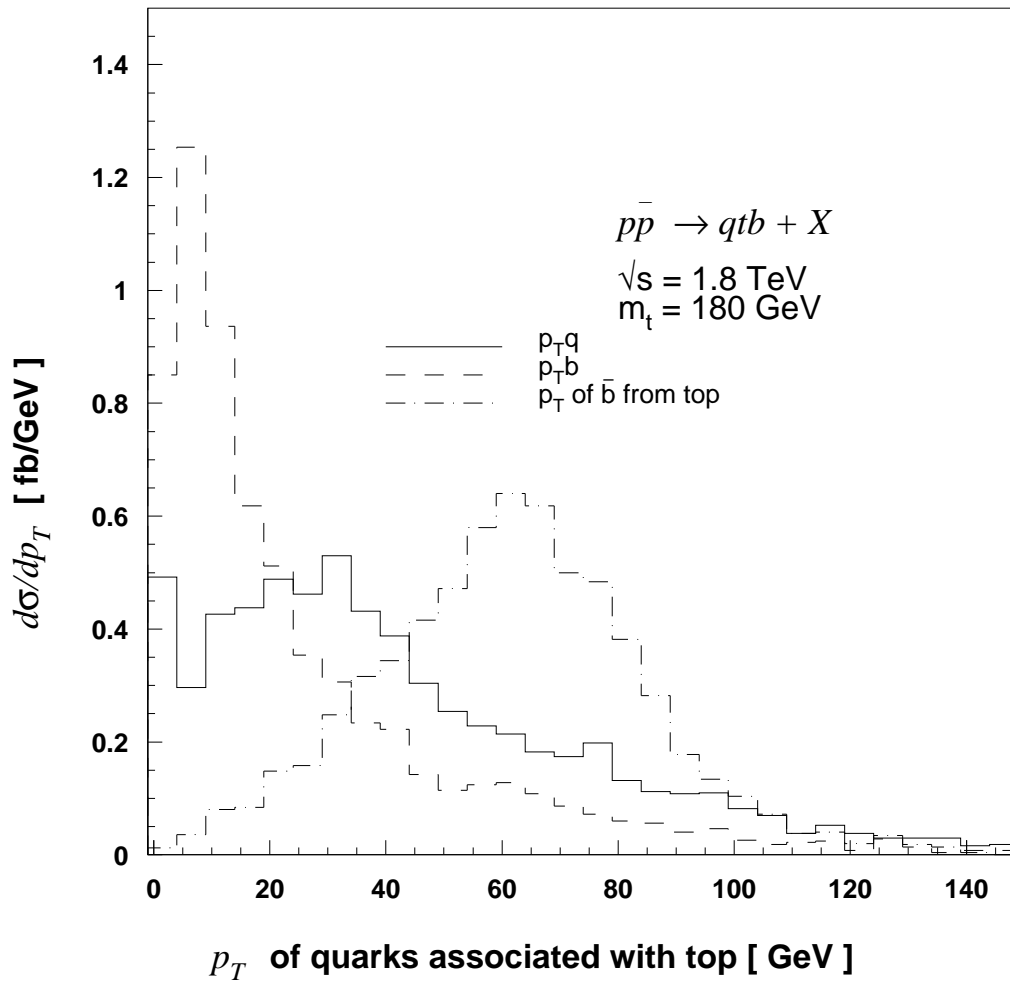


Рис. 1.7: Распределения по поперечному импульсу партонов для  $(2 \rightarrow 3)$  процесса  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b}$ . Сплошная линия соответствует легкому кварку рождающемуся вместе с топ-кварком, точечная линия –  $b$  кварку, происходящему от топ-кварка, пунктирная линия –  $\bar{b}$  кварку от глюона

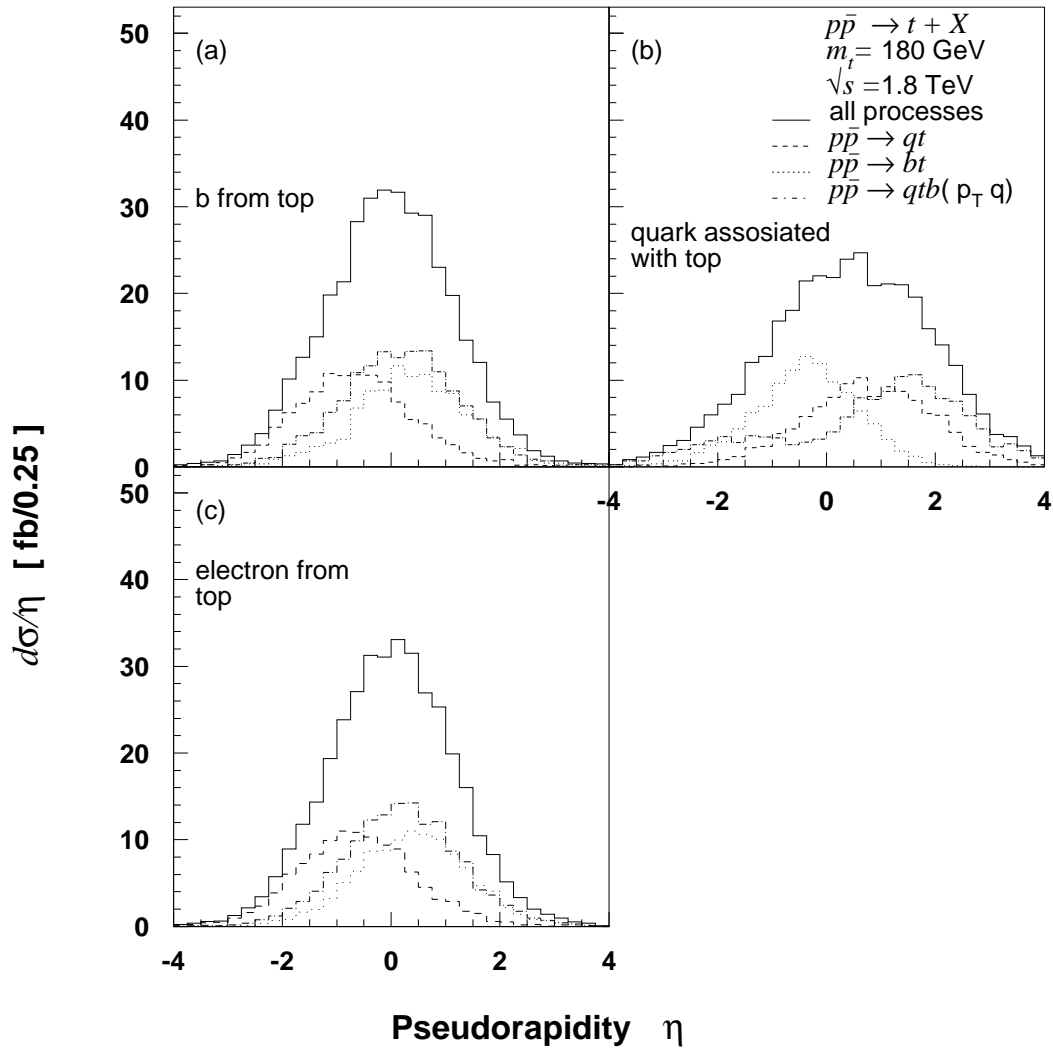


Рис. 1.8: Распределения по псевдобыстроте для процессов  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + x$ ,  $p\bar{p} \rightarrow tq + x$  и  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} + X$  для следующих частиц: (a)  $b$  кварка от распад топ-кварка; (b) легкого кварка или энергетичного  $\bar{b}$  анти-кварка; (c) позитрона от  $W^+$

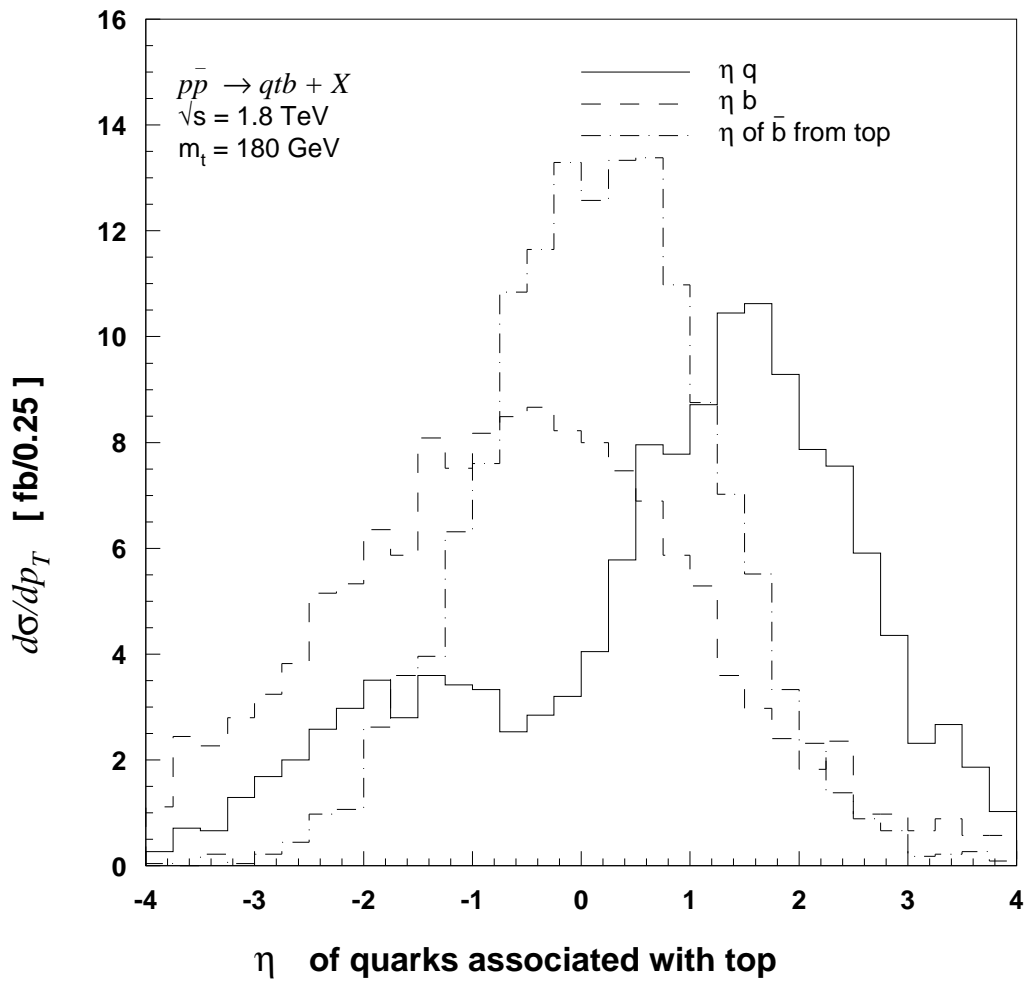


Рис. 1.9: Распределения по псевдобыстроте партонов для  $(2 \rightarrow 3)$  процесса  $p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b}$ . Сплошная линия соответствует легкому кварку рождающемуся вместе с топ-кварком, точечная линия –  $b$  кварку, происходящему от топ-кварка, пунктирная линия –  $\bar{b}$  кварку от глюона



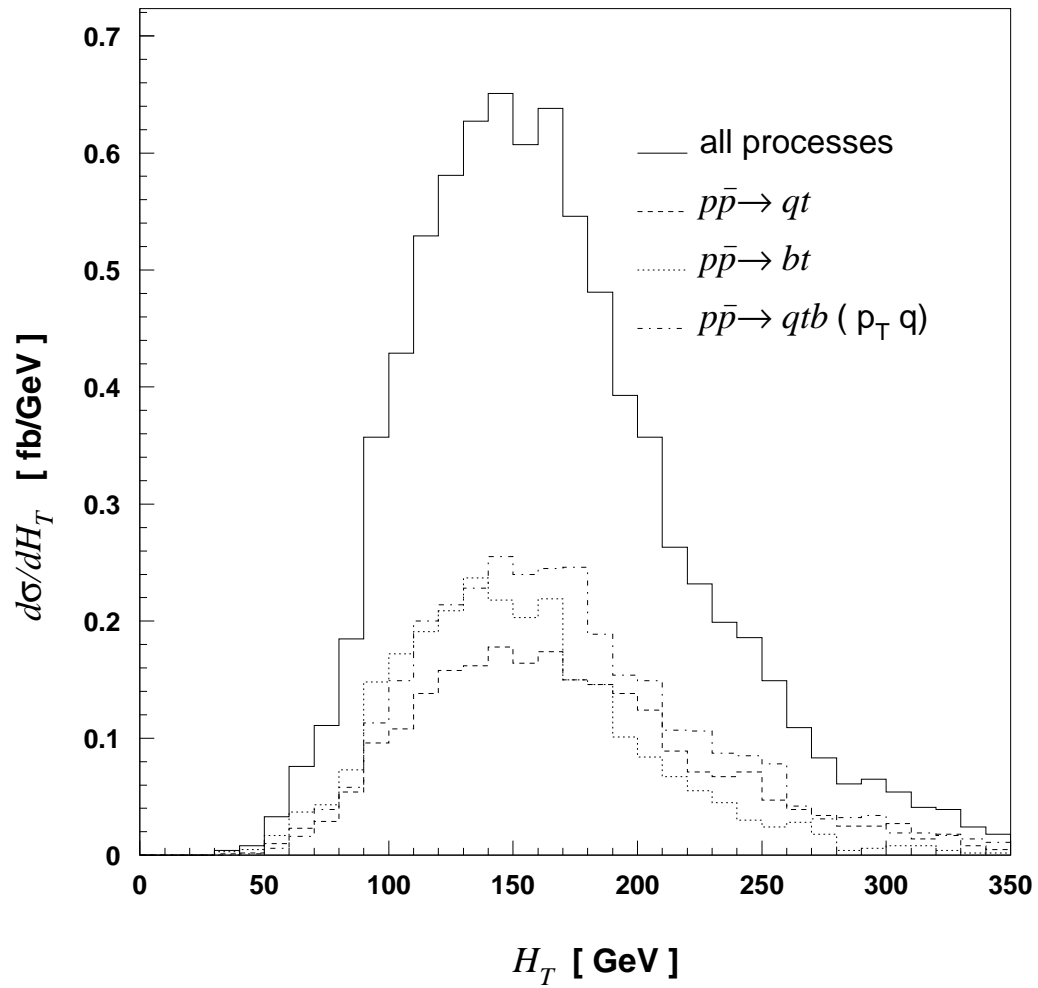


Рис. 1.10: Распределения по переменной  $H_T$  для основных процессов рождения одиночного топ-кварка на TEVATRONe

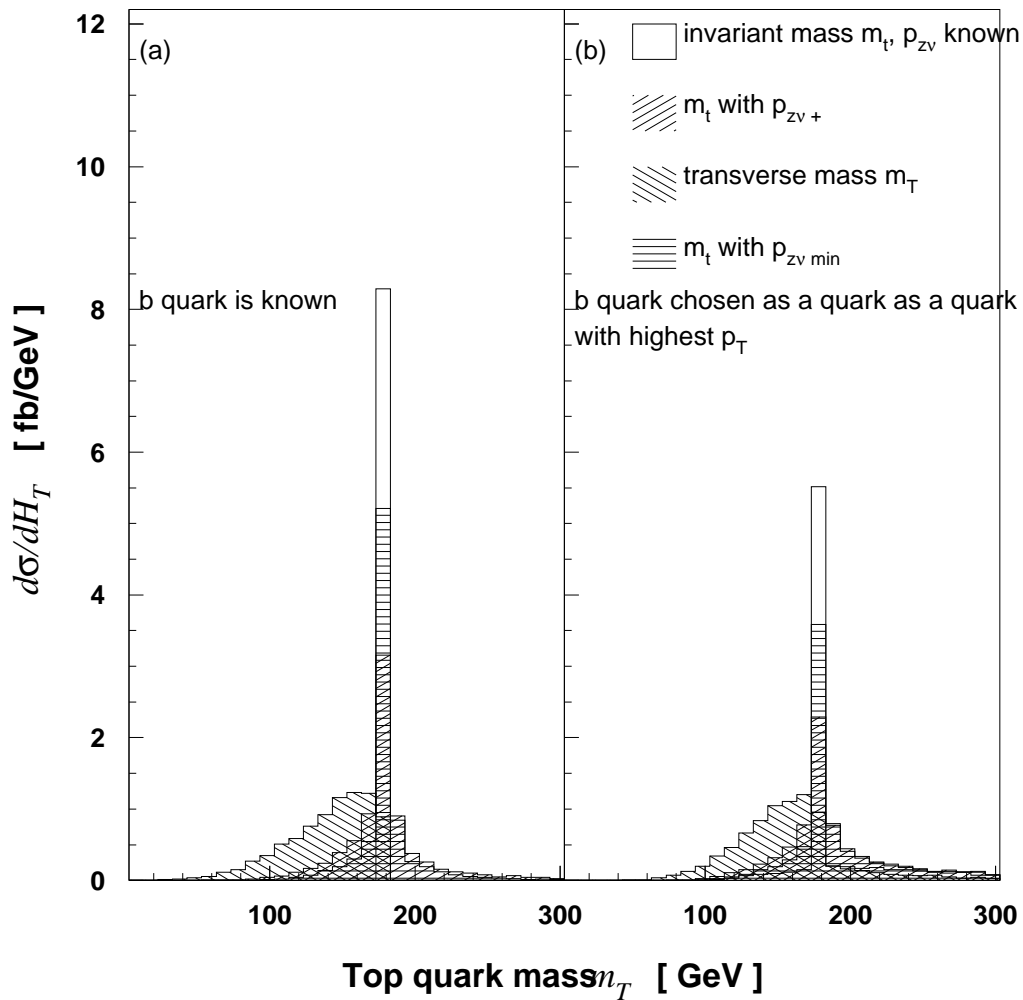


Рис. 1.11: Распределения по реконструированным эффективным ( $m_t^+$  и  $m_t^{min}$ ) и поперечной массам топ-кварка. Для переменной  $m_t^{min}$  выбиралось значение  $|p_{z\nu}|_{min}$ , а для  $m_t^+ - |p_{z\nu}|_+$ . а): распределения в предположении 100%-ной идентификации b-кварка от распада t; б): распределение в предположении того, что b-кварк идентифицируется как партон с максимальным поперечным импульсом

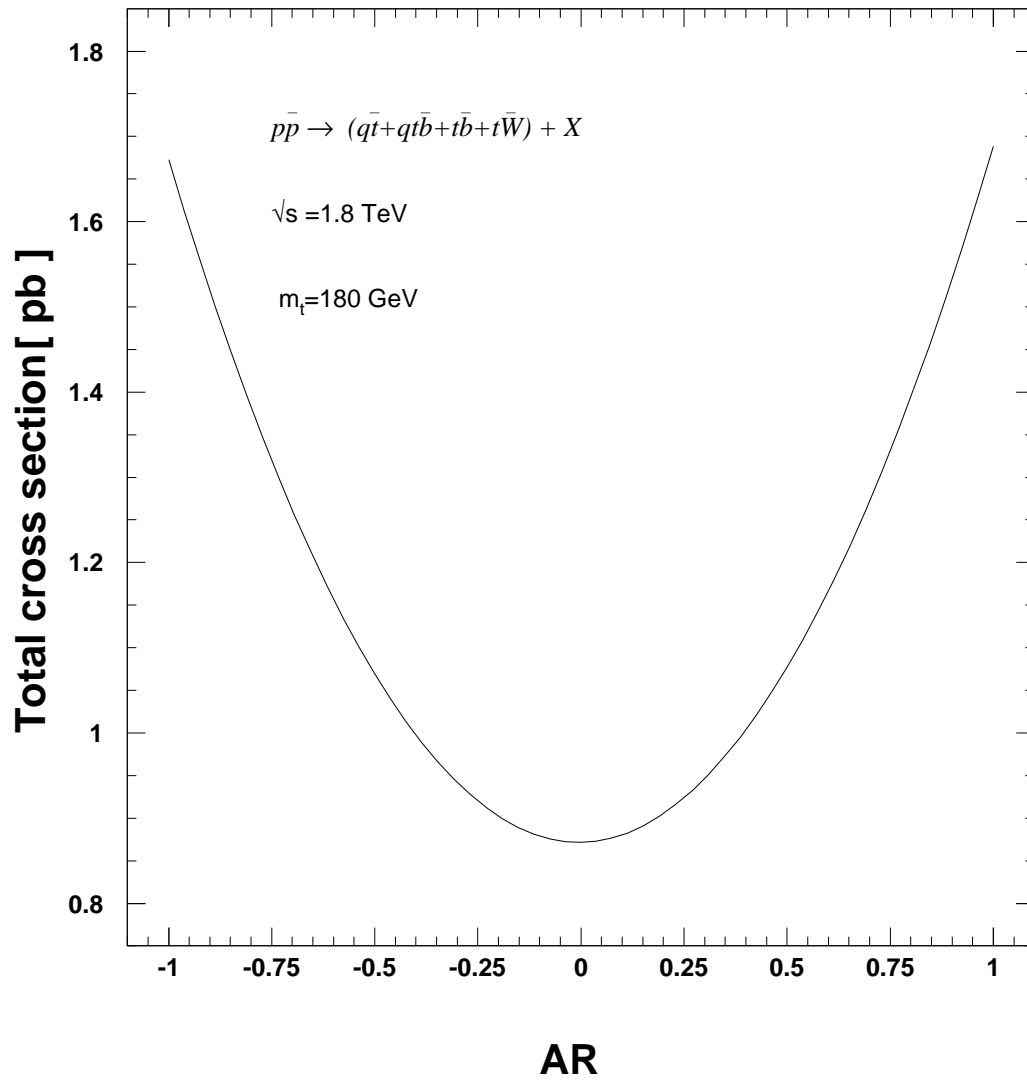


Рис. 1.12: Зависимость сечения рождения одиночного топ-кварка на TEVATRONe от параметра  $A_r$  правого  $(V+A)$  тока в  $Wtb$  вершине

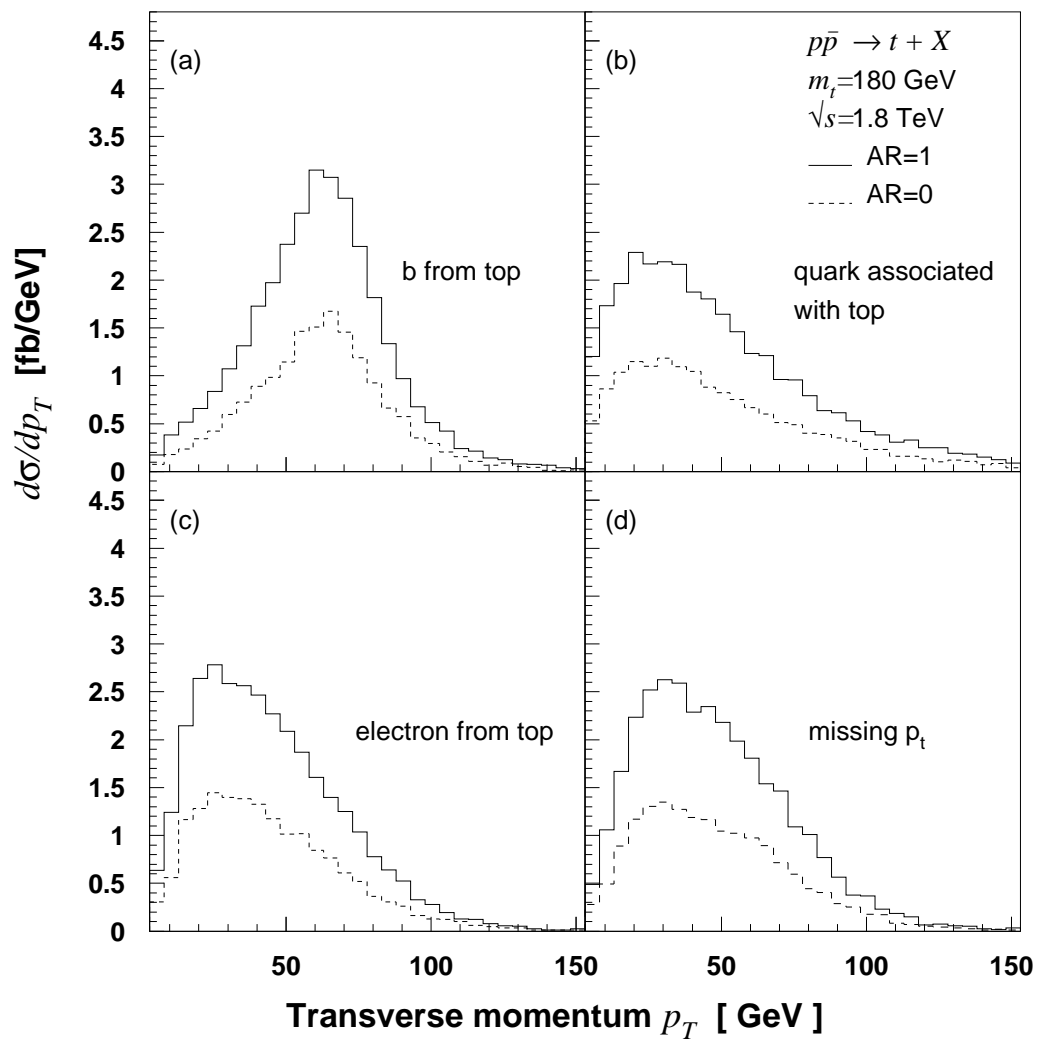


Рис. 1.13: Распределения по поперечному импульсу для процессов рождения одиночного топ-кварка для значений 0 ( - - ) и 1 (—) параметра  $A_r$  правого тока в  $Wtb$  вершине для следующих частиц: (a)  $b$  кварка от распад топ-кварка; (b) легкого кварка или энергетичного  $\bar{b}$  анти-кварка; (c) позитрона от  $W^+$  и (d) нейтрино от  $W^+$

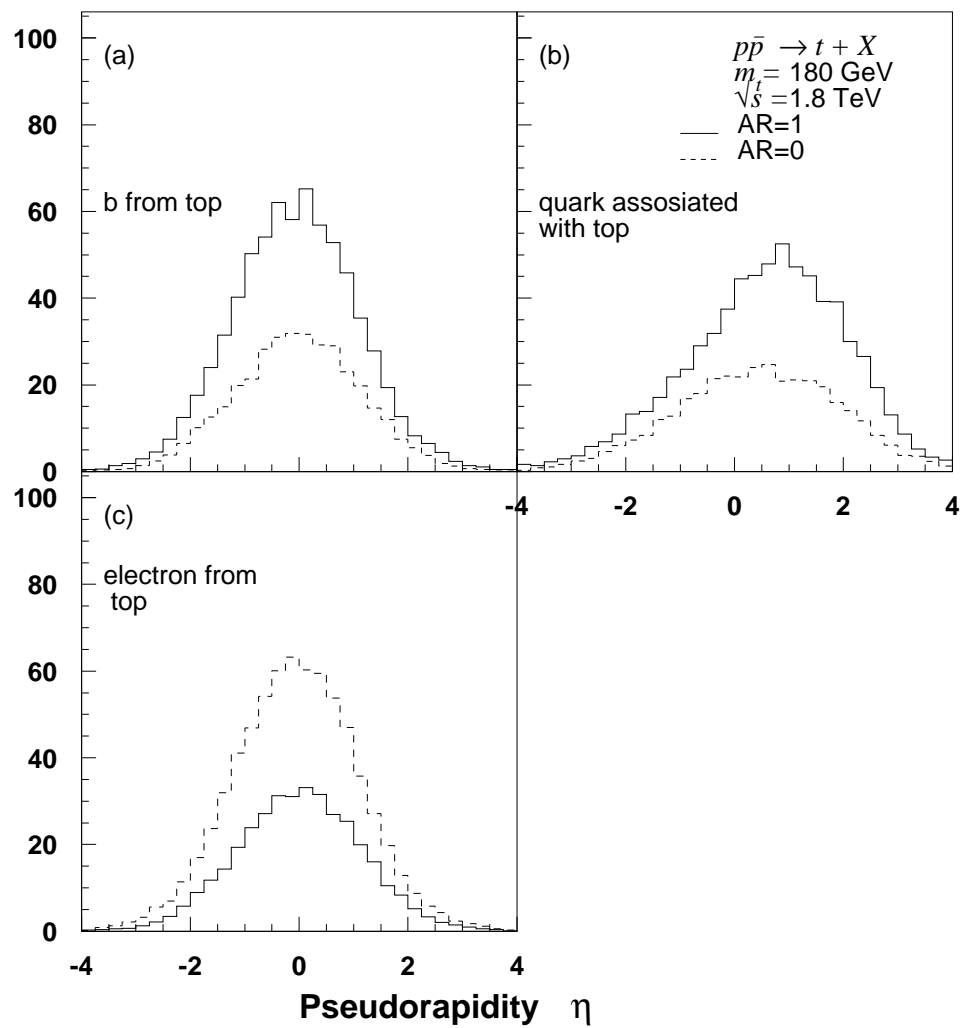


Рис. 1.14: Распределения по псевдобыстроте для процессов рождения одиночного топ-кварка для значений 0 ( - - ) и 1 (—) параметра  $A_r$  правого тока в  $Wtb$  вершине для следующих частиц: (a)  $b$  кварка от распад топ-кварка; (b) легкого кварка или энергетичного  $\bar{b}$  анти-кварка и (c) позитрона от  $W^+$

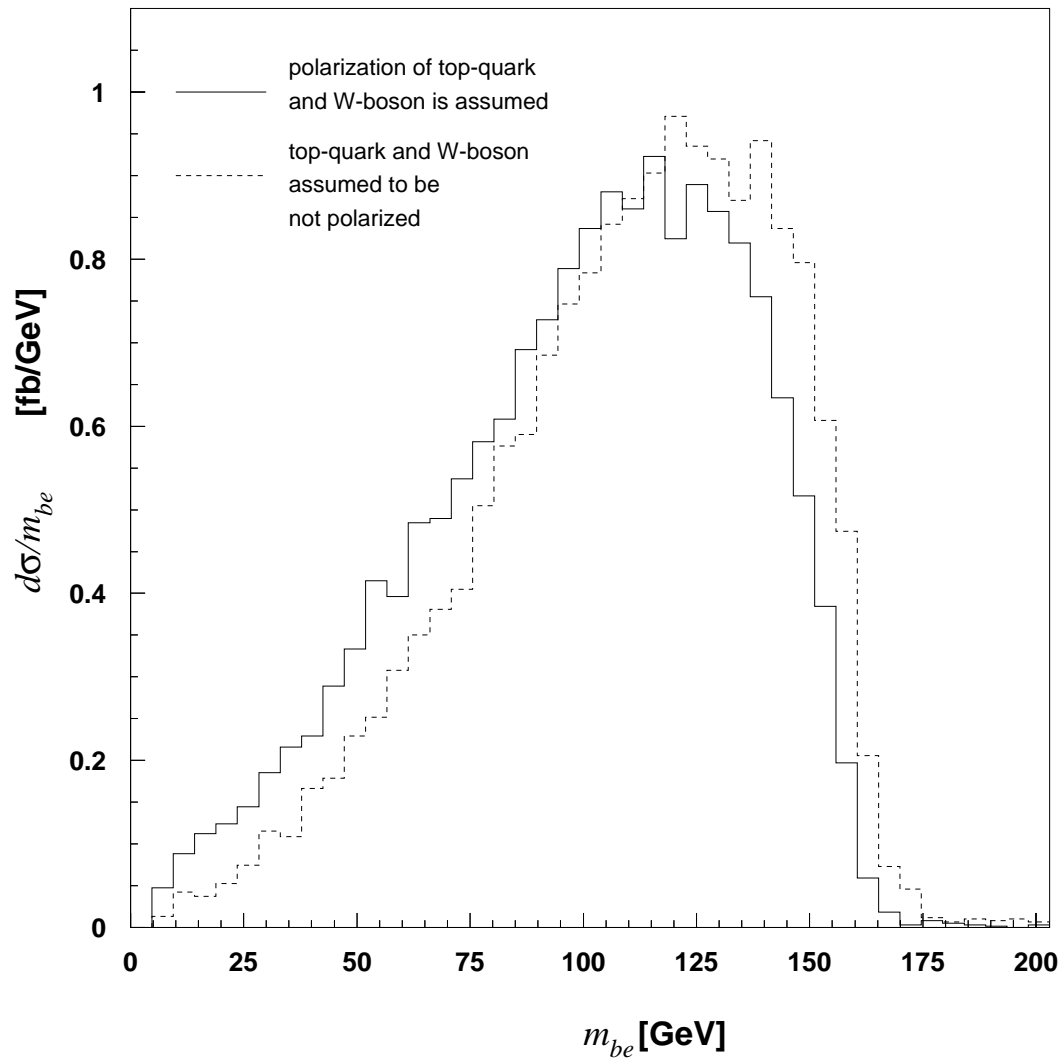


Рис. 1.15: Распределения по инвариантной массе  $b$  кварка от  $t$  и позитрона от распада  $W$  бозона. Гистограмма, изображенная сплошной линией, — распределение для параметра  $A_r=0$  (Стандартная Модель). Пунктирная линия соответствует распределению для  $A_r = +1$

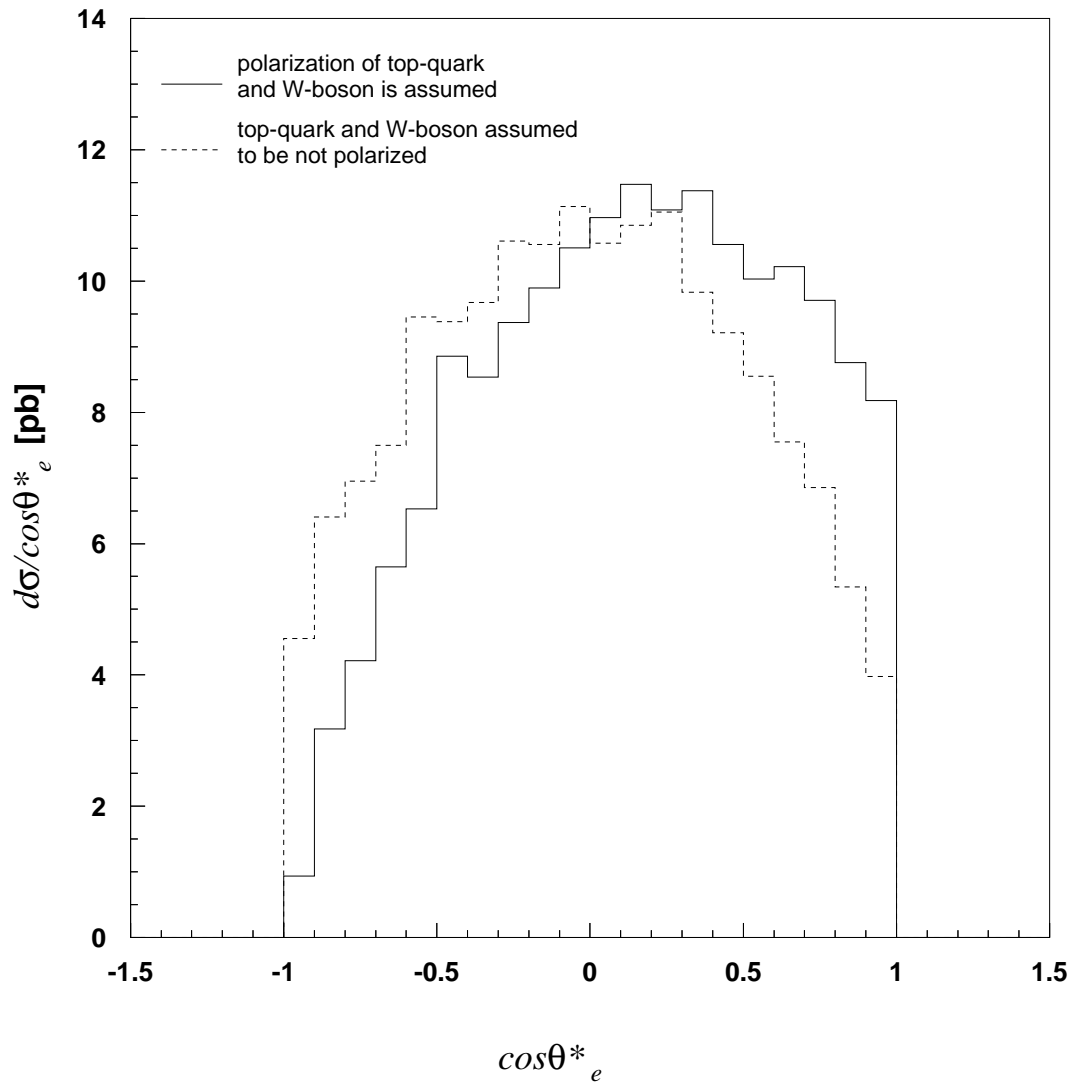


Рис. 1.16: Распределения по косинусу полярного угла  $\cos\theta_e^*$  позитрона ( угол определен в тексте ). Гистограмма, изображенная сплошной линией, — распределение для параметра  $A_r=0$  ( Стандартная Модель ). Пунктирная линия соответствует распределению для  $A_r = +1$

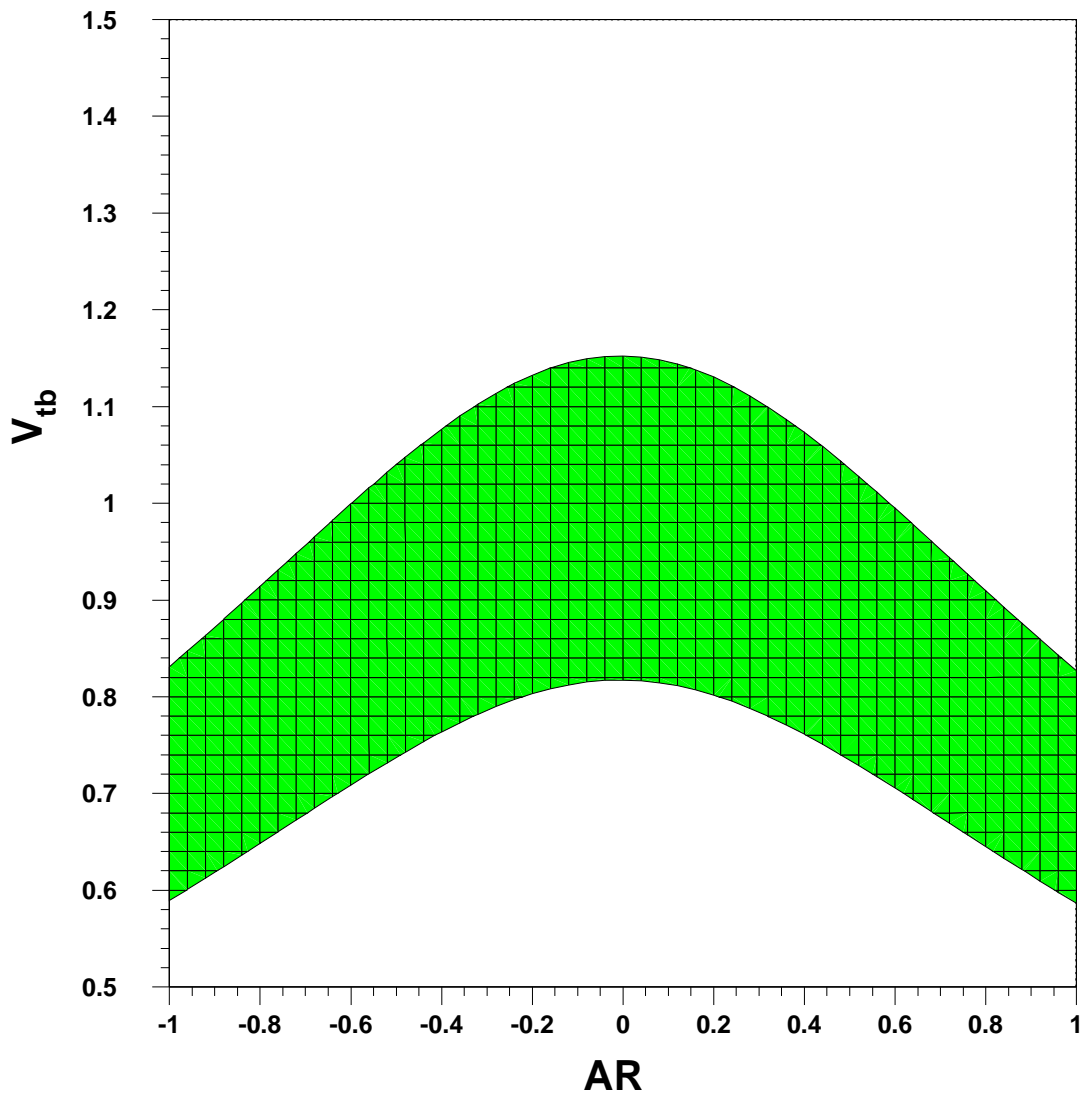


Рис. 1.17:  $V_{tb}$ - $A_r$  область чувствительности эксперимента на 95%-ом уровне достоверности на коллайдере TEVATRON для  $\sqrt{s} = 2.0\text{TeV}$  и  $2000\text{ пбн}^{-1}$  интегральной светимости



Процесс	Сечение[пбн]			
	$m_t = 180\text{GeV}$		$m_t = 200\text{GeV}$	
	CTEQ3M	MRS(A')	CTEQ3M	MRS(A')
<b>1</b> $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b} + X$	<b>0.2786</b>	<b>0.2711</b>	<b>0.1721</b>	<b>0.1676</b>
1.1 (a) $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$	0.2423	0.2370	0.1491	0.1458
1.1 (b) $\bar{d}u \rightarrow t\bar{b}$	0.0044	0.0040	0.0021	0.0019
1.2 (a) $ug \rightarrow t\bar{b}d$	0.0235	0.0221	0.0156	0.0148
1.2 (b) $gu \rightarrow t\bar{b}d$	0.0009	0.0008	0.0005	0.0005
1.2 (c) $\bar{d}g \rightarrow t\bar{b}u$	0.0012	0.0103	0.0007	0.0006
1.2 (d) $g\bar{d} \rightarrow t\bar{b}u$	0.0063	0.0062	0.0041	0.0040
<b>2</b> $p\bar{p} \rightarrow tq + X$	<b>0.5077</b>	<b>0.4534</b>	<b>0.3421</b>	<b>0.3053</b>
2.1 (a) $ub \rightarrow td$	0.1607	0.1333	0.1130	0.0926
2.1 (b) $bu \rightarrow td$	0.0063	0.0048	0.0039	0.0030
2.1 (c) $\bar{d}b \rightarrow t\bar{u}$	0.0075	0.0056	0.0049	0.0036
2.1 (d) $b\bar{d} \rightarrow t\bar{u}$	0.0403	0.0338	0.0280	0.0232
2.2 (a) $ug \rightarrow td\bar{b}$	0.2158	0.2030	0.1431	0.1360
2.2 (b) $gu \rightarrow td\bar{b}$	0.0081	0.0074	0.0048	0.0044
2.2 (c) $\bar{d}g \rightarrow t\bar{u}\bar{b}$	0.0106	0.0095	0.0070	0.0058
2.2 (d) $g\bar{d} \rightarrow t\bar{u}\bar{b}$	0.0584	0.0560	0.0374	0.0367
<b>3</b> $p\bar{p} \rightarrow tW^- + X$	<b>0.0618</b>	<b>0.0527</b>	<b>0.0415</b>	<b>0.0310</b>
3.1 (a) $bg \rightarrow tW^-$	0.0209	0.0173	0.0122	0.0101
3.1 (b) $gb \rightarrow tW^-$	0.0209	0.0173	0.0122	0.0101
3.2 (a) $u\bar{u} \rightarrow tW\bar{b}$	0.0040	0.0038	0.0023	0.0022
3.2 (b) $\bar{u}u \rightarrow tW\bar{b}$	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3.2 (c) $d\bar{d} \rightarrow tW\bar{b}$	0.0010	0.0009	0.0006	0.0006
3.2 (d) $\bar{d}d \rightarrow tW\bar{b}$	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
3.3 (a) $gg \rightarrow tW\bar{b}$	0.0150	0.0134	0.0088	0.0080
$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t + X)$	<b>0.8481</b>	<b>0.7772</b>	<b>0.5557</b>	<b>0.5039</b>

Таблица 1.1: Сечения рождения одиночного топ-кварка для  $m_t = 180\text{GeV}$  и  $200\text{GeV}$ , CTEQ3M и MRS(A') структурных функций

$m_t$ [ГэВ]	Диаграмма $g \rightarrow b\bar{b}$	Диаграмма $g \rightarrow t\bar{t}$	Интерференция	Полное сечение
180	0.4232	0.0150	-0.1454	0.2929
200	0.2817	0.0089	-0.0983	0.1923

Таблица 1.2: Сечение рождения одиночного топ-кварка в  $(2 \rightarrow 3)p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} +$  процессе для двух диаграмм (с  $g \rightarrow b\bar{b}$  и  $g \rightarrow t\bar{t}$ ) в отдельности,  $(2 \rightarrow 3)p\bar{p} \rightarrow tq\bar{b} +$  процесса, их интерференции и суммы



## Глава 2

# Поиск легкого и промежуточного хиггсовского бозонов на коллайдере TEVATRON

### 2.1 Введение

Хиггсовский сектор – одна из основных составляющих Стандартной Модели. Благодаря механизму спонтанного нарушения симметрии частицы любой модели приобретают массы. Поэтому поиск хиггсовского бозона — одна из наиболее важных задач экспериментов в наши дни, так как после открытия топ-кварка бозон Хиггса остался последней необнаруженной частицей в рамках СМ, что не позволяет в настоящее время завершить однозначное построение теории электромагнитных и слабых взаимодействий.

Быть может, TEVATRON будет тем первым ускорителем, где эта частица будет найдена.

Предстоящее повышение светимости  $p\bar{p}$  коллайдера TEVATRON в национальной лаборатории имени Ферми (США) до величины, по крайней мере,  $1000 \text{ пбн}^{-1}$  и установка систем для точного измерения треков частиц, позволяющих регистрировать вторичные вершины от  $b$ -кварков и, следовательно, осуществлять их идентификацию, откроет новые возможности для поиска хиггсовского бозона на коллайдере TEVATRON. В работах [59, 60] было показано, что при энергиях TEVATRONa ( $\sqrt{s} = 2$  or  $4$  ТэВ) наиболее обещающим будет поиск хиггсовского бозона в процессах его рождения совместно с электрослабыми  $W$  и  $Z$  бозонами. Эти процессы – прямой аналог процессов рождения хиггсовского бозона в результате его "излучения" в  $e^+e^-$  соударениях. Расчет реакций для рождения хиггсовского бозона :

$$p\bar{p} \rightarrow W^\pm H + X, \quad (2.1)$$

$$p\bar{p} \rightarrow ZH + X \quad (2.2)$$

был сделан для энергий коллайдеров LHC и SSC в ряде работ [61]. В работе [59] расчет процессов 2.1, 2.2, также как и процесса  $p\bar{p} \rightarrow Wb\bar{b} + X$  для полного набора диаграмм Фейнмана на древесном уровне был сделан для энергий TEVATRONa впервые.

В работе [60] процессы 2.1, 2.2 для энергий TEVATRONa были изучены с учетом радиационных QCD поправок. В этой главе представлено более детальное изучение сигнала от хиггсовского бозона в области масс  $M_H \leq 140$  ГэВ для которой доминирует

распад  $H^0$  на  $b\bar{b}$  пару кварков, изучаются основные фоновые процессы, включая анализ распределений для 4-х фермионных конечных состояний.

Данная глава имеет следующую структуру. В разделе 2.2 представлены расчеты для полных сечений процессов с 4-х фермионными конечными состояниями. Здесь анализируются уровни сечений, наиболее выгодные сигнатуры и различные кинематические распределения для процессов рождения хиггсовского бозона. В разделе 2.3 представлены результаты анализа разыгранных фоновых событий. В этой части предлагается оптимальный набор кинематических обрезаний, основанный на сравнении различных распределений для сигнала и фона. Затем в разделе 2.4 рассматривается распределение по инвариантной массе  $b\bar{b}$  пары после применения обрезаний и обсуждается возможность отделения сигнала от хиггсовского бозона от фона.

## 2.2 Полные сечения изучаемых процессов и вклад в них событий с рождением хиггсовского бозона

С учетом доминирующего канала распада хиггсовского бозона в интервале масс  $M_H \leq 140$  ГэВ  $H \rightarrow b\bar{b}$ , реакции рождения хиггсовского бозона 2.1, 2.2 приводят к следующим партонным конечным состояниям:

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}l^\pm\nu + X \quad (2.3)$$

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu} + X \quad (2.4)$$

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}l^+l^- + X \quad (2.5)$$

$$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}(\bar{q}') + X, \quad (2.6)$$

где  $l$  – заряженные лептоны  $e, \mu, \tau$ .

В этой главе детально рассматриваются реакции 2.3-2.5, которые соответствуют лептонным модам распада  $W$ – и  $Z$ – бозонов. Эти реакции имеют более ясные сигнатуры для их обнаружения, а именно:

$$p\bar{p} \rightarrow 2b + l + p_T^l(\cancel{E}_T) + X \quad (2.7)$$

$$p\bar{p} \rightarrow 2b + p_T^l(\cancel{E}_T) + X \quad (2.8)$$

$$p\bar{p} \rightarrow 2b + l^+l^- + X, \quad (2.9)$$

где  $p_T^l(\cancel{E}_T)$  означает несбалансированный поперечный импульс (энергию).

Что же касается процесса 2.6 с адронной модой распада  $W$  и  $Z$ -бозонов то он будет иметь наибольшее сечение ( по сравнению с реакциями 2.3-2.5). Однако изучение такого процесса сложно как с феноменологической точки зрения ( для его анализа необходимо выполнить вычисления для полного набора диаграмм  $2 \rightarrow 4$ , число которых будет намного большим, чем для других сигнатур), так и с экспериментальной точки зрения – для этой сигнатуры выделение сигнала от хиггсовского бозона и подавление адронного фона представляется гораздо более сложной задачей.

При этом анализ сигнатуры процессов с лептонной модой распада  $W$  и  $Z$ -бозонов позволяет хорошо выделять нужные процессы, так как лептоны в отличие от адронов идентифицируются с наибольшей вероятностью.

В общем случае процессам 2.3-2.5 соответствует большое количество фейнмановских диаграмм. В работах [62] был проделан подробный анализ аналогичных процессов, были посчитаны все возникающие диаграммные интерференционные члены и доказана малость вкладов от некоторых видов диаграмм, следуя этим расчетам были отброшены некоторые диаграммы, дающие малый вклад (меньше 1%) и вычисления проводились со следующим количеством  $2 \rightarrow 4$  древесных диаграмм :

18 диаграмм для партонной реакции  $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}l^{\pm}\nu$ ;

33 диаграммы для  $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}l^+l^-$ ;

16 диаграмм для  $gg \rightarrow b\bar{b}l^+l^-$ ;

15 диаграмм для  $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ;

8 диаграмм для реакции  $gg \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ,

здесь  $l = e, \mu, \tau$  и  $q = u, d, s$  кварки.

Процедура вычислений рассматриваемых процессов описывается в следующей главе. Здесь мы приводим результаты вычислений. На рисунке 2.1 представлена зависимость полного сечения от массы хиггсовского бозона при  $\sqrt{s} = 2$  и 4 ТэВа. На этом же рисунке для сравнения показан вклад только от сигнала – процессов рождения  $H^0$  2.1, 2.2. Нетрудно заметить, что, например, при  $\sqrt{s} = 2 = 2$  ТэВа сечение рождения хиггсовского равно  $0.3 - 0.03$  пбн в зависимости от массы  $H^0$ . Исходя из этого можно ожидать  $300 - 30$  событий от сигнала для полной светимости  $L = 1000$  пбн $^{-1}$ . Однако полное сечение реакций 2.3-2.5 примерно на два порядка выше чем вклад от сигнала. Именно поэтому необходимо проведение детального анализа различных кинематических распределений, Этот анализ должен дать ответ на вопрос о том, возможно ли найти такой оптимальный набор обрезаний который подавил бы в достаточной мере фон и оставил бы при этом сигнал практически не подавленным. Сечения процессов рождения хиггсовского бозона, приводящих к сигнатурам 2.3-2.5 представлены в таблице 2.2 для энергий  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа и  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа.

Таблица 2.1:

Таблица 2.2: Сечения процессов 2.1, 2.2 с сигнатурами 2.3–2.5

$M_H(\text{ТэВ})$	$pp \rightarrow W^{\pm}H \rightarrow 2b + +\nu$		$pp \rightarrow ZH \rightarrow 2b + 2-$	
	$\sqrt{s} = 2$ ТэВ	$\sqrt{s} = 4$ ТэВ	$\sqrt{s} = 2$ ТэВ	$\sqrt{s} = 4$ ТэВ
60	0.345	0.619	0.199	0.355
80	0.160	0.307	0.089	0.171
100	0.083	0.170	0.048	0.096
120	0.042	0.091	0.025	0.055
140	0.016	0.038	0.010	0.022

Результаты для сигнальных событий и их моделирование были получены с помощью

PYTHIA 5.6/JETSET 7.3 Монте-Карло генератора [13]. Были учтены КХД поправки, появляющиеся вследствие излучения мягких глюонов в начальном и конечном состояниях.

На рисунке 2.2 представлены различные распределения для двух различных процессов рождения хиггсовского бозона 2.1, 2.2 для случая  $M_H = 80$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа и на рисунке 2.3 для  $M_H = 120$  ГэВ и  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа.

В частности, рассмотрены распределения по поперечным импульсам *b*-кварка и заряженного лептона —  $p_{Tb}$  and  $p_{Tl}$ , распределения по суммарному поперечному импульсу  $b\bar{b}$  пары —  $p_{Tb\bar{b}}$  и распределение по несбалансированному поперечному импульсу —  $p_T$ .

Детальное обсуждение в следующих разделах приводит к выводу о том, что применение надлежащих оптимальных обрезаний позволит в достаточной мере подавить большой фон.

Необходимо также отметить, что в некоторых случаях невозможно различить сигнатуру 2.7 связанную с процессом 2.1 и сигнатуры 2.8, 2.9 связанные с процессом 2.1. Действительно, в случае, когда лептон вылетает параллельно начальным пучкам или просто не регистрируется в случае процесса 2.7, сигнатура 2.7 имитирует сигнатуру 2.8. Если не регистрируется один из двух лептонов в процессе 2.9, сигнатура 2.9 имитирует сигнатуру 2.7. Принимая во внимание этот факт, представляется разумным рассматривать разные типы сигналов вместе. Конечно, в этом случае необходимо разыграть и рассматривать вместе соответствующие типы фоновых событий.

## 2.3 Фоновые процессы

В данном разделе анализируются фоновые процессы, имеющие ту же сигнатуру, что и сигнал. Из полного набора перечисленных выше диаграмм доминирующий вклад в реакции 2.7–2.9 дают лишь некоторые определенные партонные подпроцессы. На рисунке 2.4 представлены диаграммы для основных подпроцессов КХД фона типа  $2 \rightarrow 3$ :

$$\begin{aligned} q\bar{q}' &\rightarrow Wb\bar{b} \\ q\bar{q} &\rightarrow Zb\bar{b} \\ gg &\rightarrow Zb\bar{b} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Очень важные фоновые события дают  $2 \rightarrow 2$  электрослабые подпроцессы:

$$\begin{aligned} q\bar{q}' &\rightarrow WZ \\ q\bar{q} &\rightarrow (Z/\gamma^*)(Z/\gamma^*) \end{aligned} \quad (2.11)$$

с последующим адронным распадом одного  $Z$  (или  $\gamma^*$ ) в  $b\bar{b}$  пару ( $Br(Z \rightarrow b\bar{b}) = 15.2\%$ ) и лептонным распадом другого векторного бозона. Важным фоновым процессом также является рождение одиночного *t*-кварка вместе с *b*-кварком с последующим распадом  $t \rightarrow Wb$ :

$$q\bar{q}' \rightarrow t\bar{b} \text{ или } t\bar{b} \quad (2.12)$$

В вычислениях использовалась масса топ-кварка  $M_t = 170$  ГэВ. Вклад фона 2.12 не был учтен в предыдущих исследованиях [59, 60]. Ниже мы увидим, что этот вклад растет с ростом инвариантной массы  $b\bar{b}$  пары.

Вклады остальных диаграмм также как и интерференционных членов из полного набора диаграмм фейнмана мал (около 3%) и им можно пренебречь в данном анализе.

Ситуация здесь очень похожа на случай с 4-фермионными конечными состояниями для  $e^+e^-$  взаимодействий  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}\mu^+\mu^-$ ,  $b\bar{b}e^+e^-$ ,  $b\bar{b}\nu^+\bar{\nu}$  [62], где также основной вклад происходит от или от резонансных диаграмм или от диаграмм с мягкими фотонами.

Реакции 2.10 рассматривались в литературе ( $Wbb$  в [63],  $Zbb$  в [64]), также как и процессы 2.11, которые были рассчитаны с учетом следующих за ведущим логарифмом радиационных поправок ( $ZZ$  в [65] и  $WZ$  в [66]) которые дают вклад порядка +30%.

В данной главе представлены результаты вычислений с учетом распадов  $W$ - и  $Z$ -бозонов для кинематики 4-х частичного конечного состояния. Для моделирования процессов  $2 \rightarrow 3$  был создан специальный генератор, выполненный в виде подпрограммы для пакета RUTHIA; символьное вычисление квадратов матричных элементов и создание FORTRAN-кодов было проведено с помощью программы ComPER.

Генератор тестировался с помощью стандартного процесса в пакете RUTHIA  $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ . Процессы (2.12) и (2.13) были вычислены с помощью программы RUTHIA 5.6/JETSET 7.3 с включением соответствующего моделирования КХД поправок – излучения мягких глюонов в начальном и конечном состоянии.

Все процессы вычислялись с использованием протон-антипротонных структурных функций HMRS set E из PDFLIB [71]. Для анализа использовались и другие структурные функции ( $M-T$  set B1 и GRV LO). Различие в результатах оказалось около 25-30%. Расчеты проводились для энергии  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа и  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа, что было связано с возможной модификацией коллайдера TEVATRON.

В таблице 2.3 приведены вычисленные сечения фоновых процессов для 4-х частичных конечных состояний с такими же сигнатурами, что и для процессов сигнала.

Таблица 2.3: Сечения фоновых процессов при  $\sqrt{s} = 2$  и 4 ТэВа (пбн) с 4-х частичными конечными состояниями

ZZ		WZ		Wbb		Zbb		tb	
2 ТэВа	4 ТэВа	2 ТэВа	4 ТэВа	2 ТэВа	4 ТэВа	2 ТэВа	4 ТэВа	2 ТэВа	4 ТэВа
0.311	0.772	0.306	0.741	8.54	15.5	5.99	21.6	0.209	0.346

Из сравнения приведенных сечений (таблицы 2.2, 2.3), можно понять необходимость детального исследования кинематических распределений на предмет выявления отличительных особенностей каждого процесса. Исследованию распределений конечных частиц по кинематическим переменным, было уделено основное внимание в данной работе.

Далее приводится детальный анализ полученных распределений.

## 2.4 Выделение сигнала от хиггсовского бозона

Так как сечения фоновых процессов значительно превышают (примерно на два порядка) сечения для хиггсовского сигнала, необходимо найти способ отделить сигнал от фона. Полные сечения процессов с исследуемыми сигнатурами приведены на

рисунке (4). Единственно возможный способ отделения – найти для этих процессов отличия в кинематических распределениях конечных частиц и по этим отличиям найти кинематические обрезания, которые бы позволили максимально подавить фон и минимально сигнал.

В результате расчетов и симуляции событий для фона были получены распределения аналогичные распределениям для сигнала. На рисунках 2.5, 2.6 некоторые характерные распределения приведены для каждого из фоновых процессов:

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow WZ \rightarrow l\nu b\bar{b}; \\ p\bar{p} &\rightarrow Wb\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b}; \\ p\bar{p} &\rightarrow ZZ \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}(\nu\bar{\nu}); \\ p\bar{p} &\rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}(\nu\bar{\nu}) \end{aligned}$$

для  $\sqrt{s} = 2$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа соответственно.

Для анализа возможности подавления сигнала были выбраны и детально изучены распределения по следующим кинематическим переменным:

1. распределения по поперечному импульсу —  $p_{Tb,\bar{b},l}, p_T, p_{Tb\bar{b}}$ ;
2. распределения по угловым переменным —  $\eta_W$  или  $\eta_Z$ ,  $\eta_{b,\bar{b},l}$  ( $\eta = \frac{1}{2} \ln(\frac{p+p_z}{p-p_z})$ ) и  $|\Delta R_{b\bar{b},bl}|$  ( $|\Delta R_{b\bar{b}}| = \sqrt{\Delta\phi_{b\bar{b}}^2 + \Delta\theta_{b\bar{b}}^2}$ );
3. распределения по инвариантной массе пары  $b\bar{b}$  кварков ( $M_{b\bar{b}}$ ).

Основное характерное отличие кинематических распределений КХД фона от сигнала заключается в том, что фоновые события сосредоточены в области малых поперечных импульсов (как для отдельных  $b$ -струй так и для  $p_{Tb\bar{b}}$ ) и больших быстрот. Распределение по инвариантной массе  $b, \bar{b}$  пары для фона резко падает с увеличением массы. При сравнении распределений для процессов (2.12), (2.13) и процессов с хиггсовским сигналом, явно прослеживается схожесть этих процессов. Единственное значимое отличие наблюдается в распределении по  $M_{b\bar{b}}$  (различие в положении пиков), что связано с разницей в  $M_{H^0}$  и  $M_{Z^0}$ . Остальные распределения впрактически повторяют друг друга, и если  $M_{H^0} \approx M_{Z^0}$  необходимых различий в кинематических распределениях для этих процессов не будет. Выявить хиггсовский сигнал в такой ситуации можно по превышению расчетного количества событий, с исследуемой сигнатурой и соответствующими кинематическими распределениями для конечных частиц. Для процесса (2.14) также основное отличие заключается в распределении по  $M_{b\bar{b}}$ .

Для нахождения оптимальных кинематических обрезаний были рассмотрены разные наборы обрезаний, вариация параметров обрезаний производилась с использованием пакета программ HBOOK [68].

В результате детального анализа сигнальных и фоновых распределений был найден следующий оптимальный набор обрезаний:

$$\begin{aligned} &\bullet \quad p_{Tb} > 20 \text{ ГэВ}; \quad p_{Tl} > 15 \text{ ГэВ} ; \\ &\bullet \quad p_{Tb\bar{b}} > 20 \text{ ГэВ} . \end{aligned} \tag{2.13}$$

Также для отбора событий и анализа распределений были использованы следующие характерные обрезания для детекторов D0 и CDF коллайдера TEVATRON [60]:

$$\begin{aligned} &\bullet \quad p_T > 20 \text{ ГэВ} \\ &\bullet \quad |\eta_b| < 1.5; \quad |\eta_l| < 2 \\ &\bullet \quad |\Delta R_{b\bar{b}}| > 0.7; \quad |\Delta R_{bl}| > 0.7 \quad (|\Delta R_{b\bar{b},l}| = \sqrt{\Delta\phi_{b\bar{b}}^2 + \Delta\theta_{b\bar{b},l}^2}) \end{aligned}$$



- ошибка в определении массы  $M_{b\bar{b}}$  :  $\Delta M_{b\bar{b}}/M_{b\bar{b}} = 0.8/\sqrt{M_{b\bar{b}}} + 0.3$ ,  
связана с точностью определения энергии струи  
и дает возможность сделать следующее обрезание:  
$$\Rightarrow 2\Delta M_{b\bar{b}} + M_{b\bar{b}} > M_{b\bar{b}} > -2\Delta M_{b\bar{b}} + M_{b\bar{b}} . \quad (2.14)$$

Применение рассмотренных выше обрезаний понижает полный фон более, чем в 40 раз. Необходимо отметить эффективность обрезания на суммарный поперечный импульс —  $p_{Tb\bar{b}}$  обрезание которое не было использовано в [60]. Это обрезание улучшает отношение сигнала к фону почти в два раза.

Наиболее наглядным представлением результатов будет их приведение в единицах регистрируемых событий с наложением найденных обрезаний. Для интегральной светимости  $\mathcal{L} = 1000$  пбн<sup>-1</sup> и эффективности регистрации двух b-струй , равной 50%, были получены числа для событий сигнала и фона, которые представлены в таблицах 2.4, 2.4 для  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа and  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа соответственно.

Таблица 2.4: Числа событий для для процессов рождения хиггсовского бозона (процессы 2.1, 2.2) и фоновых процессов ( 2.11–2.12) для  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа с сигнатурами 2.3–2.5 и обрезаниями 2.13, 2.14 при  $\mathcal{L} = 1000$  пбн<sup>-1</sup> и 50%-ной эффективности регистрации двух b-струй

$M_H(\text{ГэВ})$	$WH$	$ZH$	$Wb\bar{b} + WZ + b\bar{t}(\bar{b}t)$	$Zb\bar{b} + ZZ$
60	35	27	53 + 1 + 8	41 + 0
80	27	19	45 + 43 + 12	40 + 28
100	17	12	35 + 44 + 12	32 + 29
120	9	7	26 + 1 + 13	25 + 1
140	4	4	18 + 0 + 11	17 + 0

Если использовать критерий трех стандартных отклонений (т.е. условие того, чтобы отношение числа событий сигнала к квадратному корню из событий фона было больше 3 — тогда сигнал считается статистически значимым), то анализ показывает, что для  $\sqrt{s} = 2$ ТэВа, H- бозон можно зарегистрировать с массой до 100 ГэВ , а для  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа — с массой до 120 ГэВ.

Следует отметить что для задачи поиска хиггсовского бозона очень важна высокая эффективность регистрации b-струй. Прежде всего это связано с тем, что, как это упоминалось в работах [59, 60], существует огромный фон от событий с легкими кварками:  $p\bar{p} \rightarrow Wjj + X$ ;  $p\bar{p} \rightarrow Zjj + X$ , который может быть подавлен только эффективными системами для регистрации b-струй.

Из приведенных таблиц видно, с увеличением массы H-бозона вклад в фон от процесса с одиночным рождением топ-кварка 2.12 становится все более и более важным. При увеличении энергии коллайдера с 2 до 4 ТэВа ,  $Wb\bar{b}$  фон увеличивается увеличивается примерно в два раза , то же самое происходит и с сигналом. В то же время  $Zb\bar{b}$  возрастает

Таблица 2.5: Числа событий для для процессов рождения хиггсовского бозона (процессы 2.1, 2.2) и фоновых процессов ( 2.11–2.12) для  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа с сигнатурами 2.3–2.5 и обрезаниями 2.13, 2.14 при  $\mathcal{L} = 1000$  пбн<sup>-1</sup> и 50%-ной эффективности регистрации двух b-струй

$M_H(\text{ГэВ})$	$WH$	$ZH$	$Wb\bar{b} + WZ + b\bar{t}(\bar{b}t)$	$Zb\bar{b} + ZZ$
60	57	40	82 + 3 + 18	122 + 1
80	43	30	74 + 83 + 15	138 + 69
100	29	21	62 + 83 + 18	112 + 71
120	18	13	46 + 3 + 21	88 + 4
140	8	7	37 + 0 + 20	69 + 1

в 3-4 раза, что связано с увеличением сечения процесса  $gg \rightarrow Zbb$  в 6 раз . По этой причине увеличение энергии коллайдера слабо повышает верхнюю границу для массы H-бозона — со 100 до 120 ГэВ . Именно поэтому стоит подчеркнуть, что для поиска хиггсовского бозона наиболее важным условием является повышение светимости коллайдера и эффективности регистрации b-кварка, в то время как увеличение энергии приводит к росту глюонного фона и не дает значительного выигрыша.

На рисунках 2.7, 2.8 приведены распределения по инвариантной массе  $M_{b\bar{b}}$  для  $M_{H^0} = 80$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа и  $M_{H^0} = 120$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа, соответственно, изображен полный фон и хиггсовский сигнал до и после наложения обрезаний 2.13, 2.14. На этих диаграммах наглядно показано действие обрезаний и возможность выделения хиггсовского сигнала.

Представленные в этой главе результаты были опубликованы в работе [?] и докладывались на IX Международном совещании по физике высоких энергий и КТП в октябре 1994 года в Звенигороде.

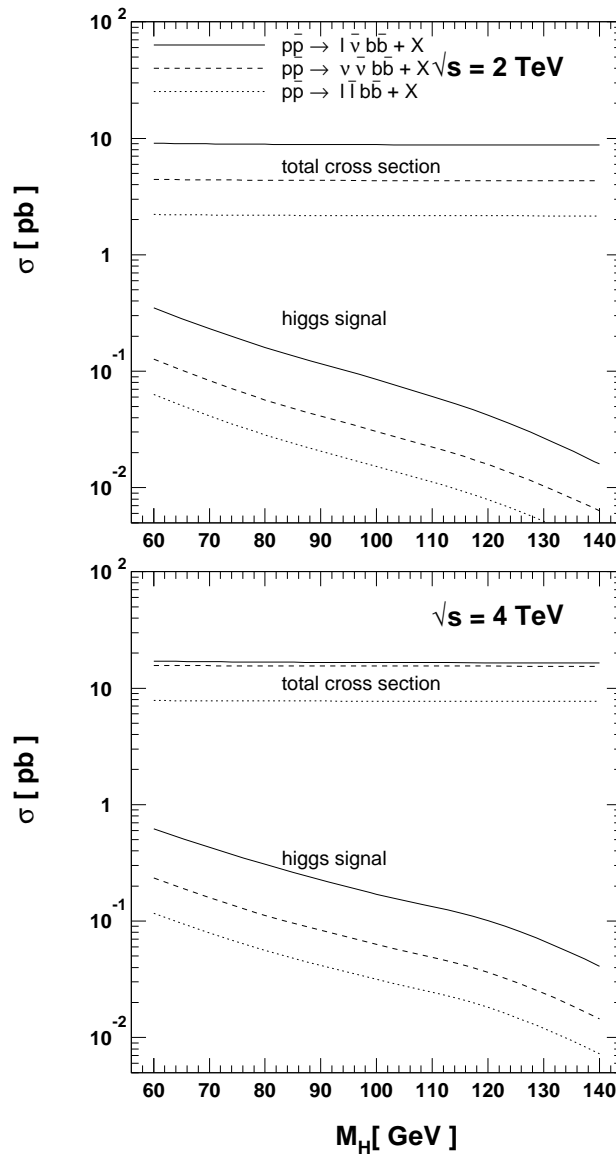


Рис. 2.1: Полные сечения  $p\bar{p} \rightarrow (l\bar{\nu}, \nu\bar{\nu}, l\bar{l}) + b\bar{b} + X$  процессов (включая сигнал от хиггсовского бозона) как функция массы  $H^0$  для  $\sqrt{s} = 2$  и 4 ТэВ

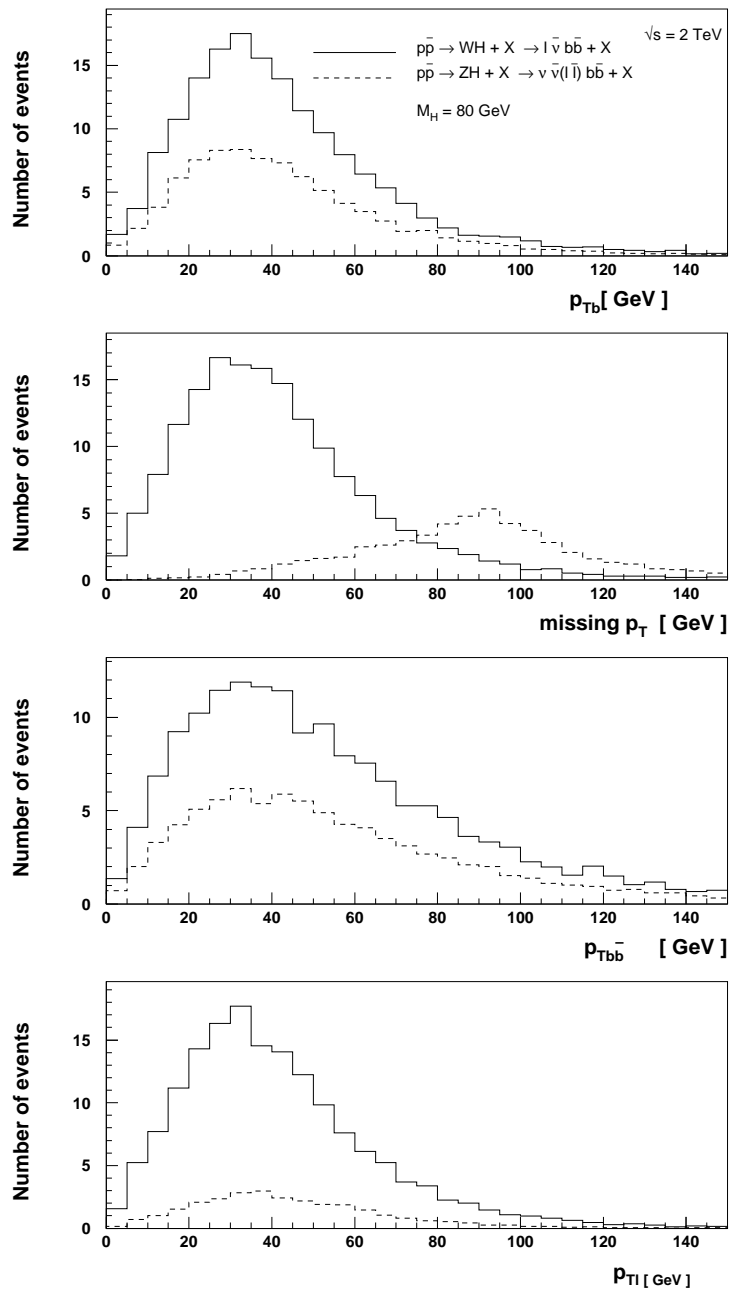


Рис. 2.2: Различные распределения для процессов рождения  $H^0$  — 2.1, 2.2 для  $L = 1000 \text{ пбн}^{-1}$  и случая  $M_H = 80 \text{ ГэВ}$  и  $\sqrt{s} = 2 \text{ ТэВ}$

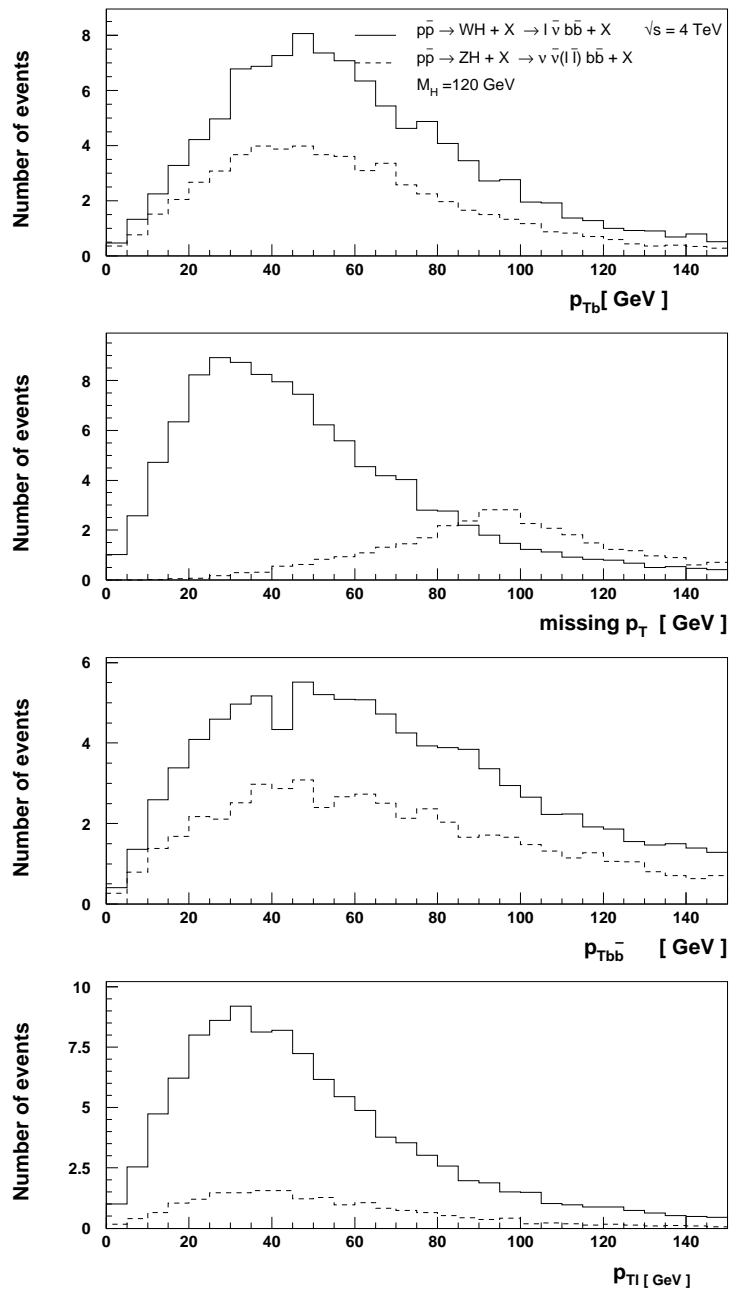


Рис. 2.3: Различные распределения для процессов рождения  $H^0$  — 2.1, 2.2 для  $L = 1000 \text{ пбн}^{-1}$  и случая  $M_H = 120 \text{ ГэВ}$  и  $\sqrt{s} = 4 \text{ ТэВ}$

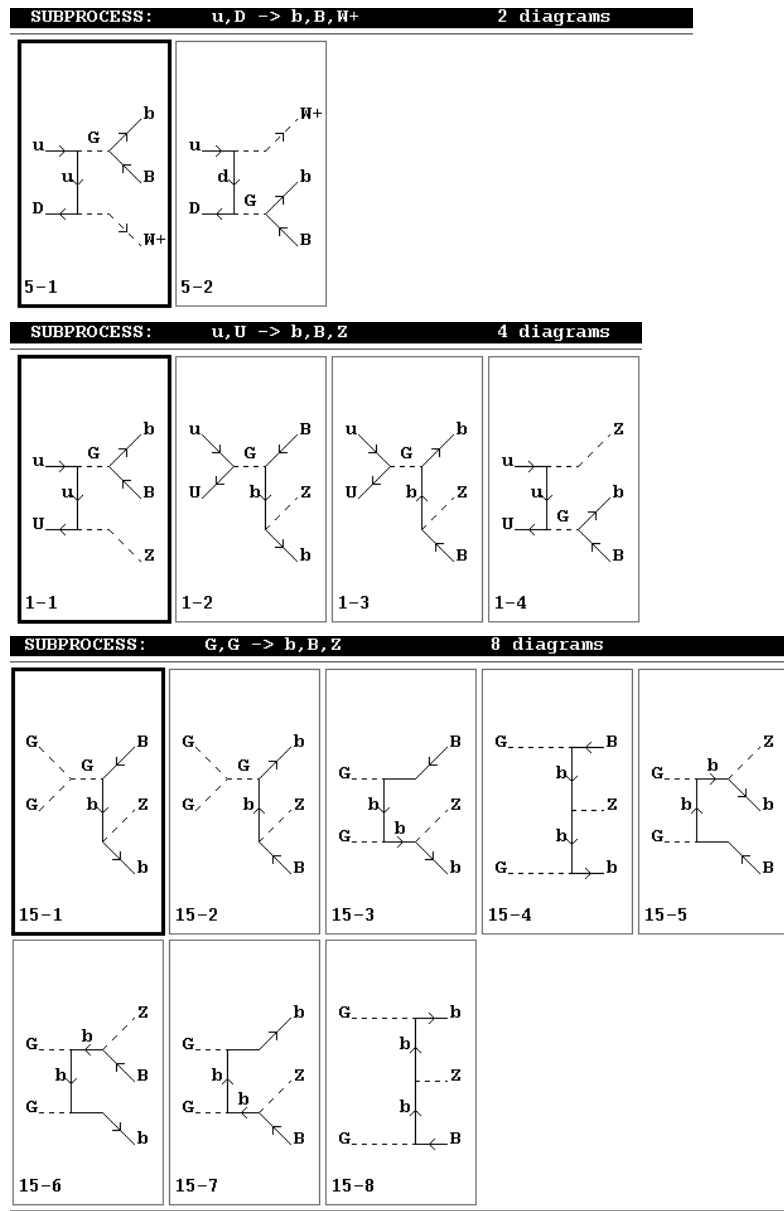


Рис. 2.4: Диаграммы для основных  $2 \rightarrow 3$  КХД фоновых процессов  $q\bar{q}' \rightarrow Wb\bar{b}$ ,  $q\bar{q} \rightarrow Zb\bar{b}$ ,  $gg \rightarrow Zb\bar{b}$ , которые были включены в наш генератор

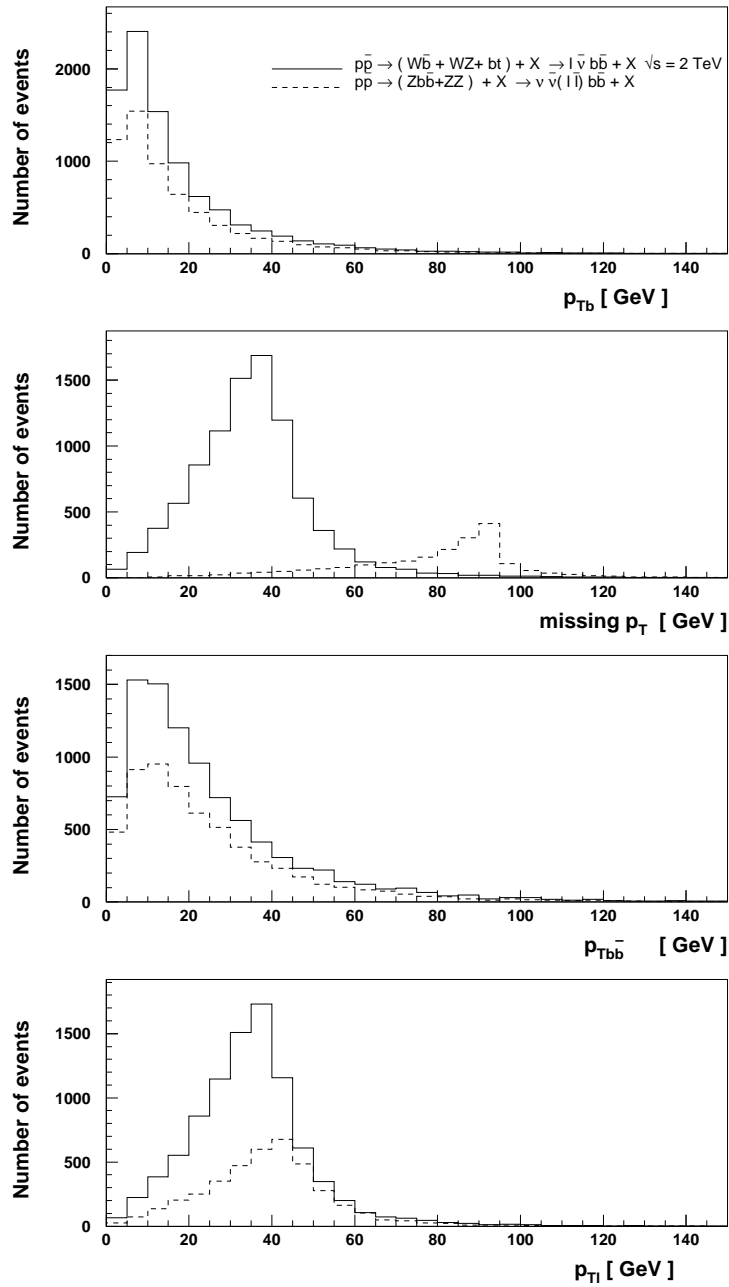


Рис. 2.5: Различные распределения для фоновых процессов ( по аналогии с сигналом) для  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа:  $p\bar{p} \rightarrow WZ \rightarrow l\nu b\bar{b}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow Wb\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow ZZ \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}(\nu\bar{\nu})$ ,  $p\bar{p} \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}(\nu\bar{\nu})$ .

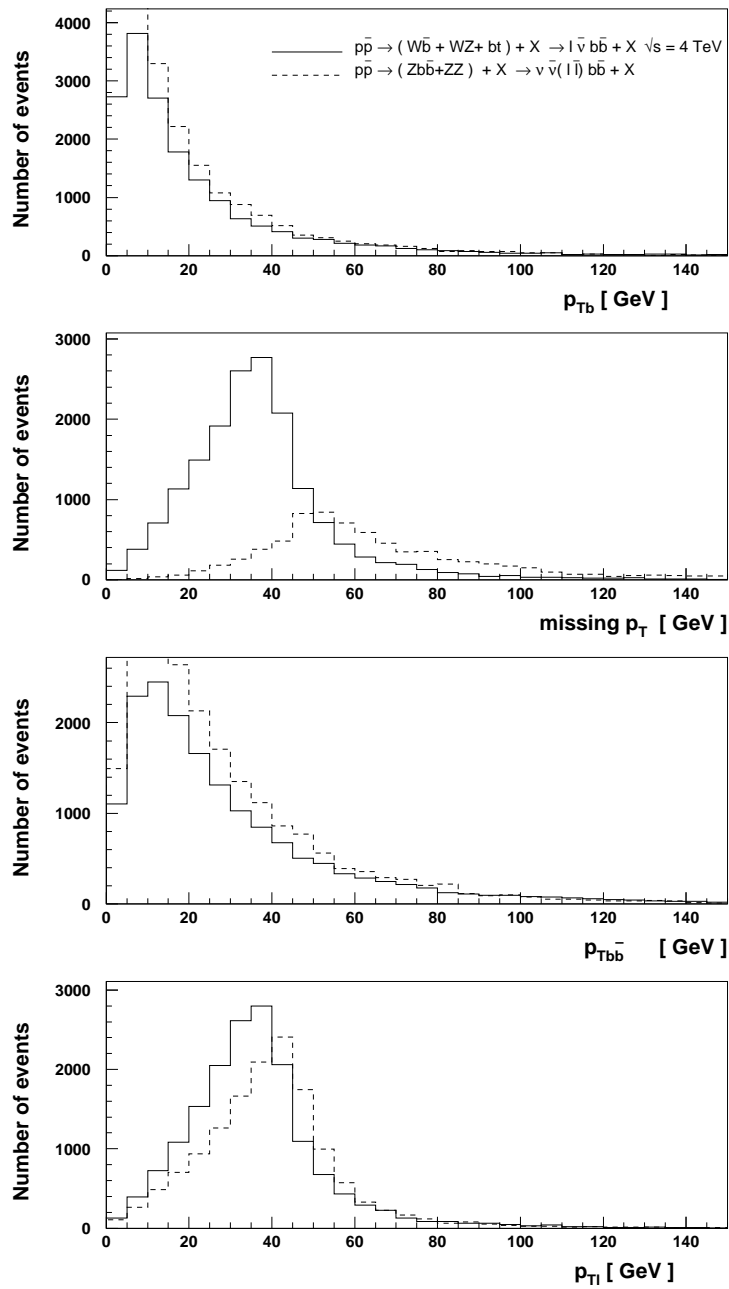


Рис. 2.6: Различные распределения для фоновых процессов ( по аналогии с сигналом) для  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа:  $p\bar{p} \rightarrow WZ \rightarrow l\nu b\bar{b}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow Wb\bar{b} \rightarrow l\nu b\bar{b}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow ZZ \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}(\nu\bar{\nu})$ ,  $p\bar{p} \rightarrow Zb\bar{b} \rightarrow b\bar{b}l\bar{l}(\nu\bar{\nu})$ .



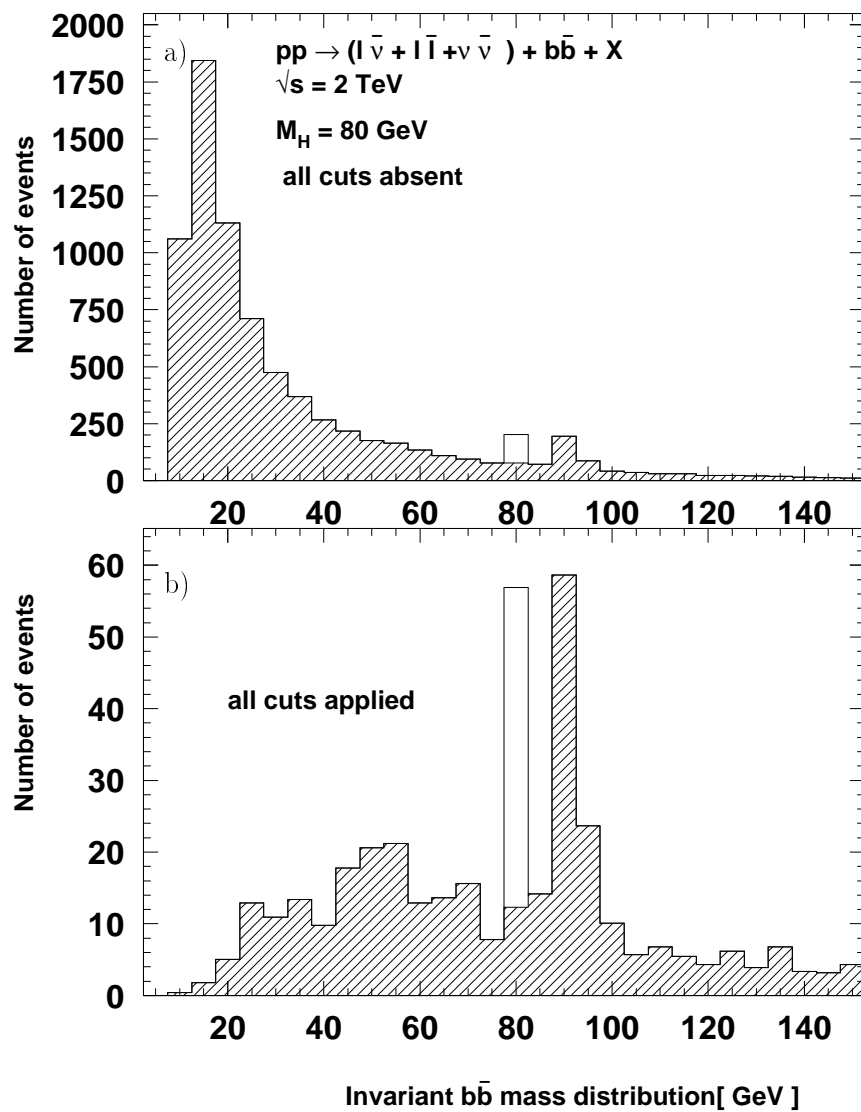


Рис. 2.7: Эффективное распределение по инвариантной массе  $b\bar{b}$  пары для  $M_H = 80$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 2$  ТэВ до наложения обрезающих 2.13, 2.14 — (а) и после — (б). Распределения получены для  $L = 1000$  пбн<sup>-1</sup>

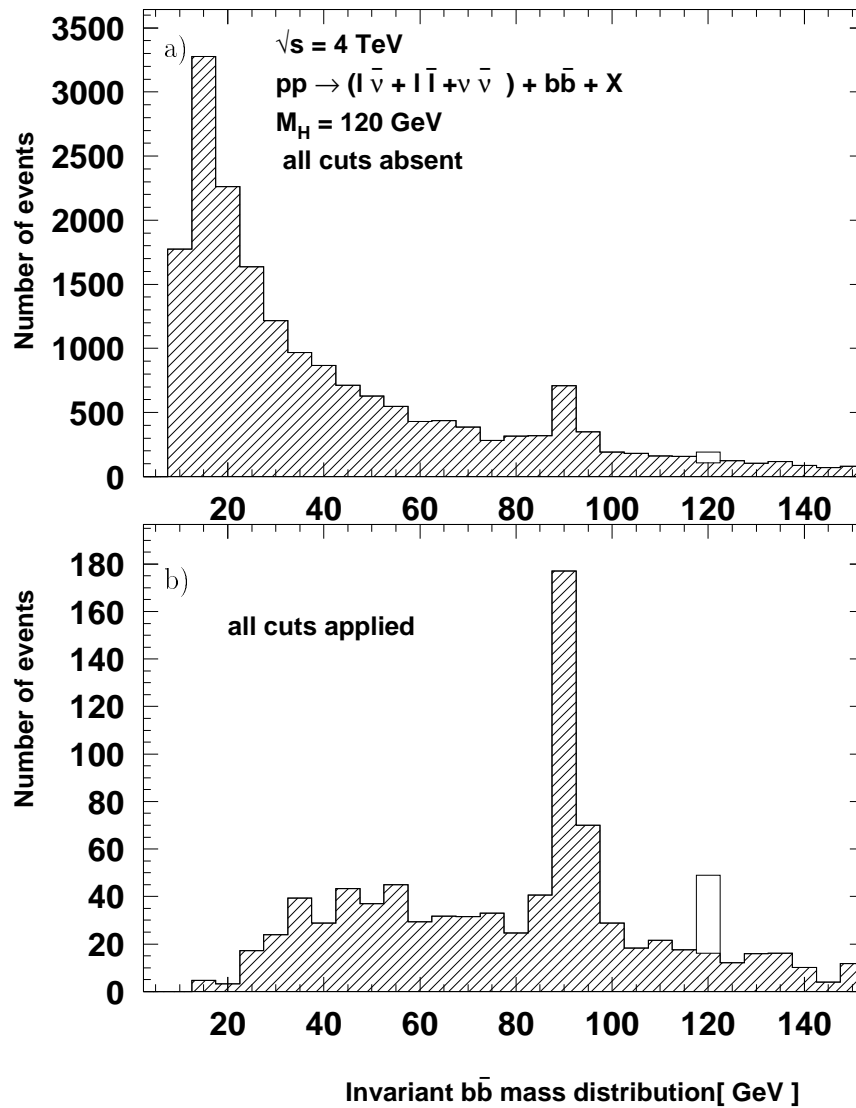


Рис. 2.8: Эффективное распределение по инвариантной массе  $b\bar{b}$  пары для  $M_H = 120$  ГэВ,  $\sqrt{s} = 4$  ТэВ до наложения обрезающих 2.13, 2.14 – (a) и после – (b). Распределения получены для  $L = 1000 \text{ пбн}^{-1}$

## Глава 3

# Изучение аномальных связей кварков и калибровочных бозонов на коллайдере HERA

### 3.1 Введение

Общие феноменологические следствия составленности фундаментальных частиц, не зависящие от конкретной теоретической схемы, такие как возбужденные состояния частиц  $SM$  или же возможные нестандартные эффективные взаимодействия, изучаются в последнее время в рамках физических программ ускорителей-коллайдеров нового поколения.

HERA – один из коллайдеров, энергия которого ( $\sqrt{s} = 314$  ГэВ) может быть достаточно высока для того, чтобы косвенно почувствовать масштаб, связанный с эффектами "новой" физики. Ниже приведены некоторые характерные проявления составленности в ТэВ-ной области энергий, которые раньше не рассматривались детально для этого коллайдера.

### 3.2 Аномальный магнитный момент кварков

Хорошо известно, что составная структура нейтрона и протона проявила себя задолго до наблюдения соответствующих возбужденных состояний, тем более до того, как внутренняя структура адронов была с очевидностью разрешена.

Нетривиальная величина аномального магнитного момента, значительно отличающаяся от ожидаемой для точечных фермионов, была таким первым указанием на составную структуру нуклонов.

В свою очередь, если кварки – составные объекты, и если лептоны более "элементарны", чем кварки, то скорее всего, дополнительные взаимодействия, связанные с аномальным магнитным моментом кварков, могут быть обнаружены раньше, чем эффективные четырех-фермионные взаимодействия типа  $q\bar{q}e\bar{e}$  (которые рассматривались, например, в [69]). Одним из аргументов в пользу "более ранней" составленности в кварковом секторе может быть, например, существование нетривиальной матрицы смешивания в кварковом секторе.

Существование аномального магнитного момента приводит в случае коллайдера HERA

к отклонениям полного сечения, распределений по углам и асимметрий от предсказаний СМ, например, для процесса рождения одиночной струи:  $e p \rightarrow e + \text{jet} + X$ .

Эффективный лагранжиан взаимодействия кварков, обусловленный наличием аномального магнитного момента может быть записан в следующей форме:

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{4\Lambda} (g' k' \bar{q} \sigma_{\mu\nu} \frac{Y}{2} q B^{\mu\nu} + g k \bar{q} \frac{\tau}{2} \sigma_{\mu\nu} q \mathbf{W}^{\mu\nu}). \quad (3.1)$$

Эффективный лагранжиан 3.1 имеет смысл следующего члена операторного разложения по параметру  $E/\Lambda$ , где  $E$  - характерная для изучаемого процесса энергия, а  $\Lambda$  - масштаб составленности. При этом параметр  $k$  связан с аномальным магнитным моментом кварка  $\kappa$  соотношением:  $\kappa/2m_q = k/2\Lambda$ . Для простоты мы положили для дальнейших вычислений  $k = k'$ . Если эксперимент будет чувствителен к величине  $k$  порядка 1, то это будет означать, что аномальный момент кварка может быть измерен с высокой точностью порядка  $m_q/\Lambda$ .

Аналитическое выражение для дифференциального сечения подпроцесса  $e q(\bar{q}) \rightarrow e q(\bar{q})$  будет следующим ( $Q^2 = |q^2| = 2p_e p_e'$ ;  $y = q p_q / p_e p_q$ ;  $s_W = \sin\theta_W$ ;  $c_W = \cos\theta_W$ ;  $\text{sign} = +1(-1)$  для кварка (анти-кварка)):

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(e q \rightarrow e q) = \frac{4\pi\alpha^2 Q_q^2}{Q^4} \{ \tilde{F}_q(Q^2) [1 + (1-y)^2]/2 + \tilde{G}_q(Q^2) [1 - (1-y)^2]/2 \} \quad (3.2)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{F}_q(Q^2) &= F_q(Q^2) - \frac{k^2 Q^2}{4\Lambda^2} R_q(Q^2), \quad \tilde{G}_q(Q^2) = \text{sign} G_q(Q^2) + \frac{k^2 (2s - Q^2)}{4\Lambda^2} R_q(Q^2) \\ F_q(Q^2) &= 1 - \frac{2v_q(v_e + \lambda a_e) Q^2}{c_W^2 s_W^2 Q_q(Q^2 + M_Z^2)} + \frac{(a_q^2 + v_q^2)(a_e^2 + v_e^2 + 2\lambda a_e v_e) Q^4}{(c_W^2 s_W^2 Q_q(Q^2 + M_Z^2))^2}, \\ G_q(Q^2) &= -\frac{2a_q(a_e + \lambda v_e) Q^2}{c_W^2 s_W^2 Q_q(Q^2 + M_Z^2)} + \frac{2a_q v_q (2a_e v_e + \lambda(a_e^2 + v_e^2)) Q^4}{(c_W^2 s_W^2 Q_q(Q^2 + M_Z^2))^2}, \\ R_q(Q^2) &= 1 - \frac{2v_q(v_e + \lambda a_e) Q^2}{c_W^2 s_W^2 Q_q(Q^2 + M_Z^2)} - \frac{(a_q^2 - v_q^2)(a_e^2 + v_e^2 + 2\lambda a_e v_e) Q^4}{(c_W^2 s_W^2 Q_q(Q^2 + M_Z^2))^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Константы  $a_f$  и  $v_f$  для аксиального и векторного тока фермионов ( $f=e,u,d,\dots$ ) выражаются через третью проекцию изоспина  $t_f$  и заряд  $Q_f$  следующим образом:

$$v_f = -\frac{1}{2} t_f - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad a_f = \frac{1}{2} t_f$$

Выражение 3.2 для дифференциального сечения  $e q$  столкновений учитывает как случай, когда налетающий электрон не поляризован ( $\lambda = 0$ ), так и случай левой ( $\lambda = -1$ ) или правой поляризации ( $\lambda = +1$ ).

Обратим внимание на член  $R_q(Q^2)$  в формуле 3.3. Именно он связан с аномальным моментом кварка и делает отличным сечение 3.2 от предсказаний СМ.

Из выражения для дифференциального сечения упругого рассеяния электрона на кварке 3.2 можно легко получить выражение для дифференциального сечения  $d\sigma/dx dy$  рассеяния электрона на протоне в результате его свертки с кварковыми функциями

распределения  $q_f(x, Q^2)$  и суммируя по всем кваркам и анти-кваркам в протоне. Оно будет следующим ( $\sqrt{s}$  - энергия в с.д.м.,  $x = Q^2/ys$ ):

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2 Q_e^2 s}{Q^4} \frac{1 + (1-y)^2}{2} \tilde{F}(x, Q^2) \quad (3.4)$$

где структурная функция  $\tilde{F}(x, Q^2)$ , по сравнению с обычной  $F(x, Q^2)$ , будет следующей в случае присутствия аномального магнитного момента кварка:

$$\tilde{F}(x, Q^2) = \sum_f Q_f^2 x q_f(x, Q^2) \left( \tilde{F}_f(Q^2) + \tilde{G}_f(Q^2) \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2} \right) \quad (3.5)$$

Для численных расчетов мы использовали в качестве основной кварковую функцию распределения из [70], причем проводили суммирование только по  $u$ ,  $d$  и морским –  $\bar{u}$  и  $\bar{d}$  кваркам. Отметим также, что для оценочного анализа мы положили равными аномальные магнитные моменты  $u$  и  $d$  кварков.

На рисунке 3.1 представлена зависимость полного сечения рассматриваемого процесса  $e p \rightarrow e + \text{jet} + X$  от величины аномального момента кварка для различных параметризаций структурных функций протона (смотри [71] и приведенные там ссылки). При этом параметр композитности  $\Lambda$  был выбран равным 1 ТэВ.

Примем во внимание интегральную светимость  $L = 500 \text{ пбн}^{-1}$  и возьмем за критерий наблюдаемости эффекта 3 стандартных отклонения. Расчеты показывают, что для какой-либо параметризации структурной функции протона при величине аномального магнитного момента  $k \geq 5$ , отклонения полного сечения для рассматриваемой модели от предсказаний стандартной модели превышают 3 стандартных отклонения и, следовательно, казалось бы эффект может быть обнаружен для данных величин  $k$ . Однако само различие параметризаций ( $\simeq 10\%$ ), как видно из рисунок 3.1, приводит к тому, что анализ полного сечения ограничивает величину аномального магнитного момента только лишь до 20 при допущениях, описанных выше.

Рассмотрим также зависимость сечения процесса  $e p \rightarrow e + \text{jet} + X$  от обрезания  $Q_{min}^2$  для различных величин аномального магнитного момента  $k$ , что представлено на рисунке 3.2 для параметризации структурной функции протона [70]. Заметим также, что по мере того как сечение падает как  $1/Q_{min}^2$ , относительное отклонение сечения от СМ растет. Поэтому существует некая оптимальная точка, которая дает наиболее сильное ограничение на аномальный магнитный момент. Для этого надо найти область значений  $(Q_{min}^2, k)$ , удовлетворяющих уравнению

$$(\sigma(Q_{min}^2, k) - \sigma_{SM}(Q_{min}^2))L = 3\sqrt{\sigma(Q_{min}^2, k)L} \quad (3.6)$$

а затем выбрать наименьшее из  $k$ . Численный расчет дает  $k = 4.7$  при  $Q^2 = 9000 \text{ ГэВ}^2$ . Однако различие параметризаций приводит к тому, что доступными будут величины  $k$  порядка 15.

Различие параметризаций будет сказываться гораздо слабее для дифференциальных характеристик. Рассмотрим, какие ограничения на аномальный момент можно получить из анализа этих характеристик, в том числе, из связанного с ними анализа право-левой асимметрии для налетающих электронов.

Интересно рассмотреть зависимость функции  $\tilde{F}(x, Q^2)$  от  $Q^2$  или  $k$ .

На рисунке 3.3 и 3.4 представлено поведение  $\tilde{F}(x, Q^2)$  и относительные отклонения  $\tilde{F}(x, Q^2)$  от предсказаний СМ, когда  $\tilde{F}(x, Q^2)$  зависит от  $Q^2$  ( $k=1,2,5,10$ ).

На рисунке 3.4 показано относительное отклонение  $\tilde{F}(x, Q^2)$ , когда  $\tilde{F}(x, Q^2)$  зависит от  $k$  ( $Q^2=1000, 5000$  и  $30000$  ГэВ<sup>2</sup>). Если допустить, что при 30%-ном отклонении  $F$  от предсказания СМ эффект может быть обнаружен, то, например, при  $x=0.5$ ,  $Q^2 = 3 * 10^5$  ГэВ<sup>2</sup> ограничение на  $k$  будет равно 9.

Наибольшей чувствительности к величине  $k$  можно достичь, анализируя поляризационную асимметрию, которая прямо связана с наличием аномального магнитного момента у кварка. Рассмотрим асимметрию  $A$

$$A = \frac{d\sigma(e_L) - d\sigma(e_R)}{d\sigma(e_L) + d\sigma(e_R)}, \quad (3.7)$$

построенную из дифференциального сечения  $d\sigma/dxdu$  с использованием равенства 3.5. На рисунке 3.6 представлена зависимость  $A$  от  $Q^2$ .

Численный расчет, как и рисунок, показывают, что минимальная "доступная" величина  $k$  приблизительно равна 8.

### 3.3 Нестандартные $WW\gamma$ и $WWZ$ вершины и рождение одиночных $W$ -бозонов

Как уже упоминалось, одной из основных задач для коллайдера HERA является исследование процесса глубоконеупругого рассеяния при больших  $Q^2$  и малых  $x$ . Наряду с этим для лучшего понимания физики в рамках СМ и за ее пределами представляет большой интерес изучение некоторых выделенных из общего фона реакций, среди которых процесс рождения одиночных калибровочных бозонов. Рождение одиночных  $W$ ,  $Z$  возможно за счет пяти основных процессов

$$ep \rightarrow eW^+X \quad (3.8)$$

$$ep \rightarrow eW^-X \quad (3.9)$$

$$ep \rightarrow \nu W^-X \quad (3.10)$$

$$ep \rightarrow \nu ZX \quad (3.11)$$

$$ep \rightarrow eZX, \quad (3.12)$$

которые интересны в первую очередь для измерения  $WW\gamma$  и  $WWZ$  вершин взаимодействия. Эти процессы являются также фоновыми для реакций рождения хиггсовского бозона и  $t$ -кварка, однако здесь мы этот вопрос рассматривать не будем. Поскольку реакция 3.11 не содержит вершины взаимодействия трех векторных бозонов и для реакций 3.8, 3.9, 3.10 характерны большие величины сечений по сравнению с 3.11, 3.12 в дальнейшем мы будем исследовать только процессы одиночного рождения  $W$ -бозона в глубоконеупругом рассеянии:

Рождение  $W^+$ :

$$eu \rightarrow eW^+d \quad (3.13)$$

$$e\bar{d} \rightarrow eW^+\bar{u} \quad (3.14)$$

Рождение  $W^-$ :

$$eu \rightarrow \nu_e W^- u \quad (3.15)$$

$$e\bar{u} \rightarrow \nu_e W^- \bar{u} \quad (3.16)$$

$$ed \rightarrow \nu_e W^- d \quad (3.17)$$

$$e\bar{d} \rightarrow \nu_{er} W^- \bar{d} \quad (3.18)$$

$$ed \rightarrow eW^- u \quad (3.19)$$

Соответствующие диаграммы изображены на рисунке 3.7. Основной вклад в сечение рождения одиночных W вносят процессы (15) (за счет t-канального полюса в амплитуде при обмене  $\gamma$ ), а также 3.13, 3.19 (за счет u-канального полюса в амплитуде при обмене легким кварком). Последнее ведет к плохо поддающемуся расчетам возрастанию сечения при малых  $Q^2$  (нужно учитывать КХД поправки, а также вклад реакции  $q\bar{q} \rightarrow W$ , где один из кварков появляется как составляющий фотон), поэтому везде далее мы используем обрезание  $Q^2 > 5\text{GeV}^2$ . В реакциях 3.15, 3.17 u-канальный полюс отсутствует, однако появляется t-канальный обмен фотоном. Вклад процессов 3.14, 3.16, 3.18, идущих за счет кварков моря, существенно подавлен.

Из-за большого фона от двух- и трехструйных событий было бы сложно наблюдать адронные распады W. С экспериментальной точки зрения наибольший интерес представляет регистрация одиночного лептона от распада W при большом несбалансированном поперечном импульсе ( $p_T$ ), в особенности для реакции 3.15.

Наиболее общее представление для вершины взаимодействия трех калибровочных бозонов приведено в работе [72]. Наложение требований калибровочной инвариантности и C,P инвариантности приводят к выражению [73]

$$\begin{aligned} \Gamma_V^{\alpha\beta\mu}(p_1 p_2 p_3) = & eg_{VWW} \left[ (p_3 - p_2)_\alpha \left( 1 + \frac{\lambda_V p_1^2}{2M_W^2} \right) g_{\beta\gamma} - \frac{\lambda_V}{M_W^2} p_{1\beta} p_{1\gamma} \right] \\ & + (p_{1\gamma} g_{\alpha\beta} - p_{1\beta} g_{\alpha\gamma}) (1 + k_V + \lambda_V) \end{aligned} \quad (3.20)$$

где параметры  $k_V$  и  $\lambda_V$  ( $V=\gamma$ ) связаны с магнитным дипольным и электрическим квадрупольным моментами W-бозона:

$$\mu_W = \frac{e}{2M_W} (1 + k_V + \lambda_V) \quad (3.21)$$

$$Q_W = -\frac{e}{2M_W^2} (k_V - \lambda_V) \quad (3.22)$$

В стандартной модели

$$g_{ZWW} = \text{ctg}(\theta_W), \quad k_\gamma = k_Z = 1, \quad \lambda_\gamma = \lambda_Z = 0.$$

Нами вычислялась точная амплитуда процессов 3.13 - 3.19 (exact matrix element calculation). Например, для процесса 3.13 ей соответствуют (в унитарной калибровке) 7 диаграмм (или 28 квадрированных диаграмм). Квадрат амплитуды вычислялся при помощи интегрированной системы ComHEP, после чего осуществлялась автоматическая генерация оптимизированных FORTRAN кодов. Интегрирование по фазовому объему проводилось при помощи пакета BASES [15]. Использовалась параметризация структурных функций протона EHLQ set I [74]. Результаты вычисления полного сечения (в фнб) процессов 3.13 - 3.19 приведены в таблице 3.1 для случая  $\lambda_V = 0, k_V$  меняется в пределах [0.5,1.5]. Использовались значения параметров  $\sqrt{s} = 314$  ГэВ,  $Q_0^2 = 5$  ГэВ<sup>2</sup>,

Таблица 3.1: Полные сечения процессов 3.13 - 3.19 (фнб)

	0.5	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.5
$eu \rightarrow eW^+d$	81.5	92.6	98.9	105.6	112.7	120.6	129.2	138.3	157.7
$e\bar{d} \rightarrow eW^+\bar{u}$	8.2	8.7	9.0	9.2	9.5	9.8	10.1	10.4	11.1
$eu \rightarrow \nu_e W^-u$	262.2	329.1	371.1	418.8	472.2	531.3	596.2	666.8	824.7
$e\bar{u} \rightarrow \nu_e W^-\bar{u}$	0.8	1.0	1.1	1.3	1.4	1.6	1.8	2.0	2.4
$ed \rightarrow \nu_e W^-d$	4.6	5.4	5.9	6.4	7.0	7.6	8.3	9.1	10.7
$ed \rightarrow eW^-u$	82.0	87.8	91.0	94.2	97.6	101.3	105.0	109.3	117.9

$\alpha(M_Z) = 1/128$ ,  $M_Z = 91.16$  ГэВ,  $\sin(\theta_W)=0.475$ . На рисунке 3.8 приведены зависимости полных сечений процессов (13)-(19) от параметра  $k_V$ . Как видно из таблицы 3.1, величина сечения  $\simeq(0.3 \div 0.8)$  пбн даст несколько десятков событий за рабочий год при интегральной светимости порядка  $100$  пбн $^{-1}$ . Такой уровень сечения оказывается достаточным, чтобы почувствовать отклонения в величинах  $k$  и  $\lambda$  на уровне  $\pm 0.5$ , что несколько раз лучше современных ограничений и на полтора порядка хуже того, что может быть достигнуто на линейных  $e^+e^-$  коллайдерах.

Представленные в этой главе результаты были опубликованы в работе [97].

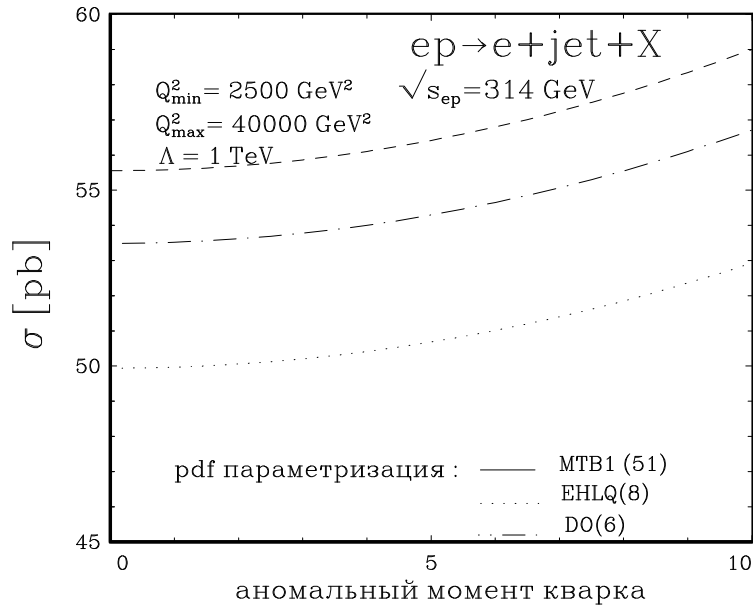


Рис. 3.1: Зависимость полного сечения процесса  $ep \rightarrow e+\text{jet}+X$  от величины аномального момента кварка для различных параметризаций структурных функций протона



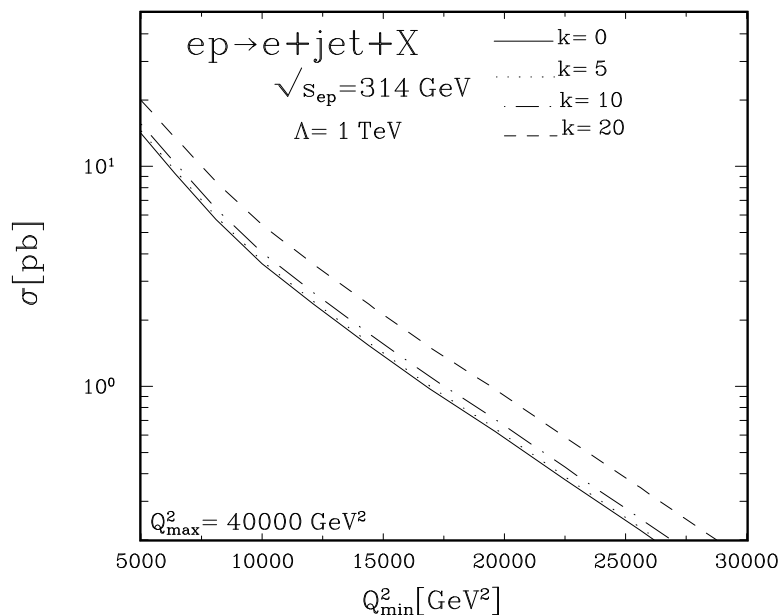


Рис. 3.2: Зависимость сечения процесса  $ep \rightarrow e + \text{jet} + X$  от  $Q_{min}^2$  для различных величин аномального магнитного момента  $k$  для параметризации KMRS

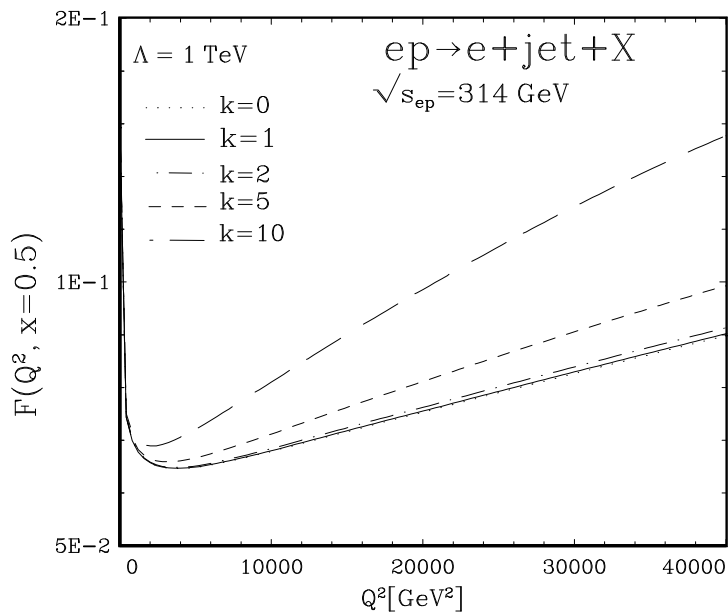


Рис. 3.3: Зависимость  $\tilde{F}(x, Q^2)$  от  $Q^2$  для различных  $k$

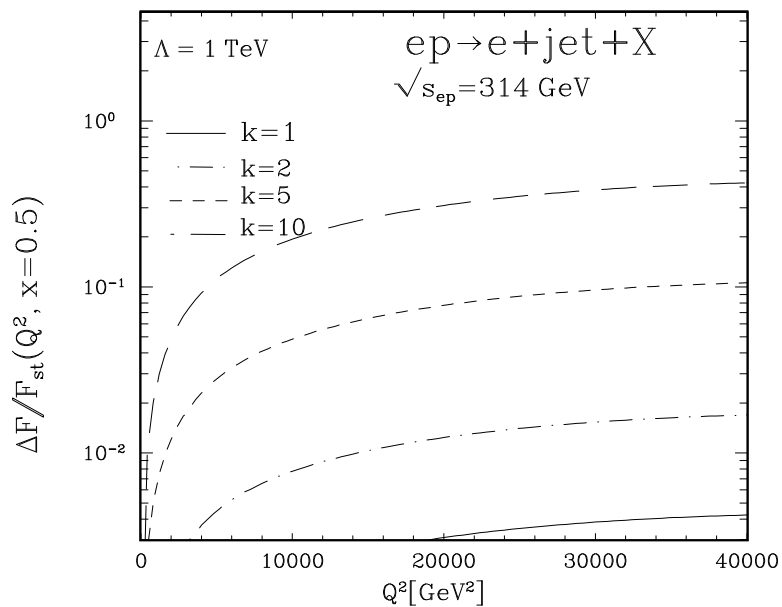


Рис. 3.4: Относительное отклонение  $\tilde{F}(x, Q^2)$ , зависящей от  $Q^2$ , от предсказаний СМ для различных  $k$

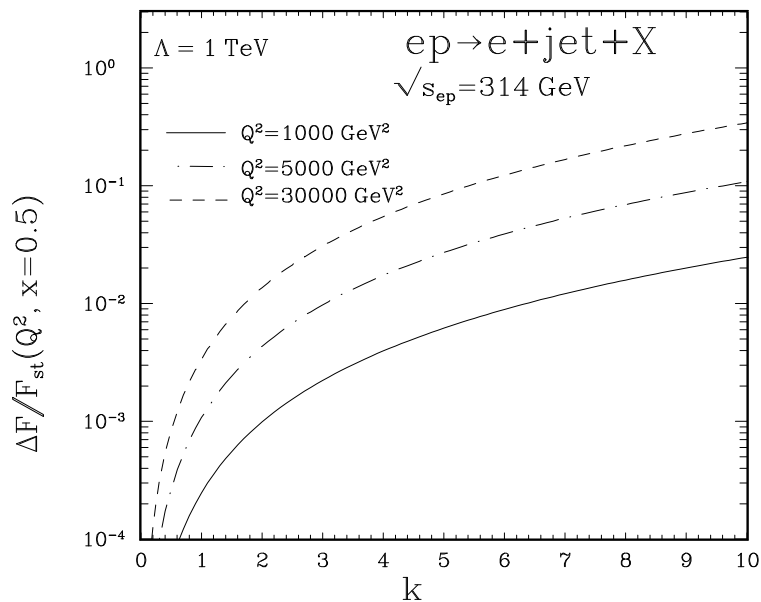


Рис. 3.5: Относительное отклонение  $\tilde{F}(x, Q^2)$ , зависящей от  $k$ , от предсказаний СМ для различных  $Q^2$

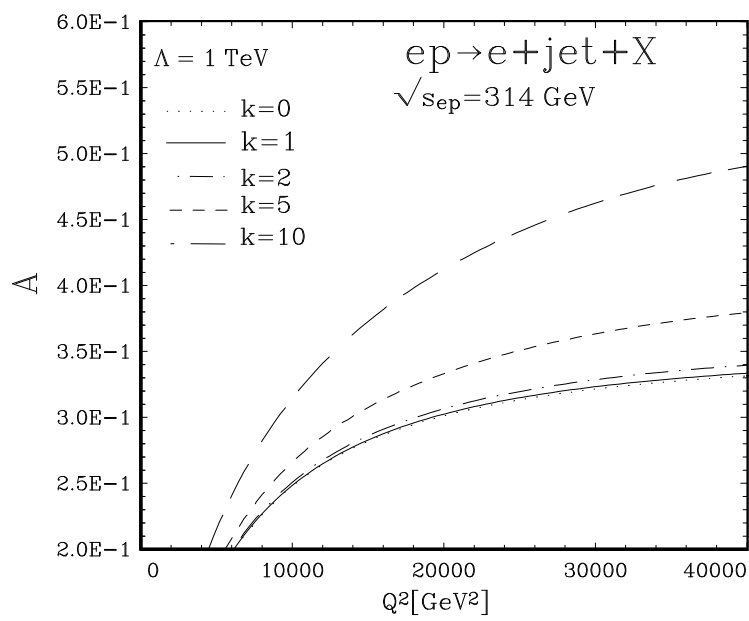


Рис. 3.6: Зависимость право-левой асимметрии  $A$  от  $Q^2$  для различных  $k$

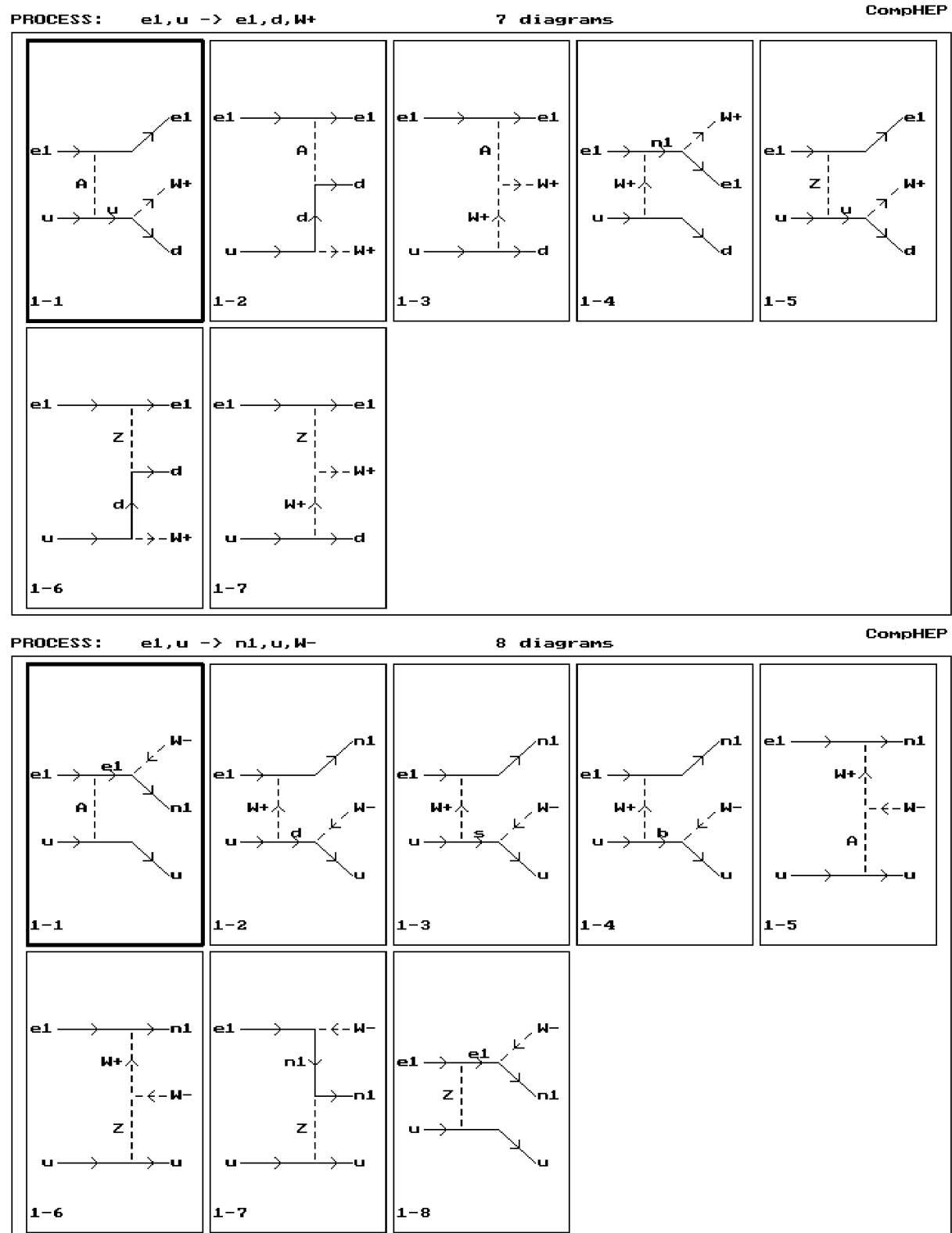
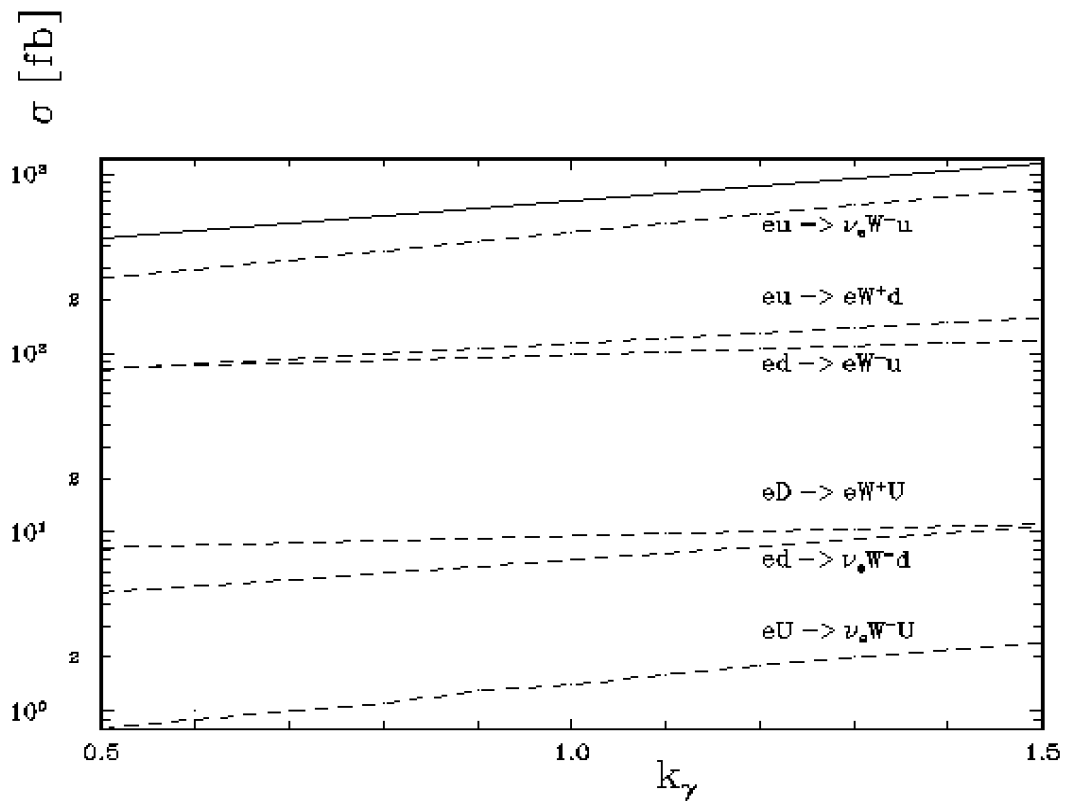


Рис. 3.7: Диаграммы для рождения  $W$ -бозонов в процессах глубоко-неупругого рассеяния (для  $\bar{u}$ ,  $d$ ,  $\bar{d}$  кварков диаграммы будут аналогичными)

Рис. 3.8: Величины полных сечений процессов (13) - (19) для различных значений  $k_\gamma$



# Глава 4

## Возбужденные кварки на коллайдере HERA

### 4.1 Введение

Существуют два подхода в феноменологическом предсказании составленности фермионов: модель с эффективным контактным взаимодействием и модель с возбужденными лептонами и кварками.

Если лептоны и кварки состоят из конституэнтов, то на масштабе энергий, связывающих эти конституэнты, должны возникнуть новые взаимодействия среди кварков и лептонов. При энергиях, которые намного меньше параметра композитности ( $\Lambda$ ), эти взаимодействия подавлены обратной степенью  $\Lambda$ . Доминирующий эффект должно дать взаимодействие низшего порядка для 4-фермионов (контактный член), наиболее общая кирально-инвариантная форма которого будет следующей [75]:

$$L_{eff} = \frac{g^2}{2\Lambda^2} [\eta_{LL} \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L \bar{\psi}_L \gamma^\mu \psi_L + \eta_{RR} \bar{\psi}_R \gamma_\mu \psi_R \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R + 2\eta_{LR} \bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_L \bar{\psi}_R \gamma^\mu \psi_R]. \quad (4.1)$$

Киральная инвариантность обеспечивает естественное объяснение того, что массы кварков и лептонов намного меньше их обратного размера  $1/\Lambda$ .

Мы можем однозначно определить масштаб  $\Lambda$ , используя написанную выше формулу для эффективных взаимодействий: обычно фиксируют масштаб, полагая  $g^2/4\pi = g^2(\Lambda)/4\pi = 1$  для константы новых сильных взаимодействий, при этом полагая наибольшие величины для  $\eta_{\alpha\beta}$  равными 1. При этом вводятся следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Lambda &= \Lambda_{\pm}^{LL} \text{ для } (\eta_{LL}, \eta_{RR}, \eta_{LR}) (\pm 1, 0, 0) \\ \Lambda &= \Lambda_{\pm}^{RR} \text{ для } (\eta_{LL}, \eta_{RR}, \eta_{LR}) (0, \pm 1, 0) \\ \Lambda &= \Lambda_{\pm}^{VV} \text{ для } (\eta_{LL}, \eta_{RR}, \eta_{LR}) (\pm 1, \pm 1, \pm 1) \\ \Lambda &= \Lambda_{\pm}^{AA} \text{ для } (\eta_{LL}, \eta_{RR}, \eta_{LR}) (\pm 1, \pm 1, \pm 1). \end{aligned}$$

Остановимся более подробно на рассмотрении лагранжиана, описывающего модель с возбужденными фермионами, так как именно он будет использован в этой и последующих

главах. Прежде всего, этот лагранжиан должен удовлетворять требованию калибровочной инвариантности и сохранять основные квантовые числа системы. Предполагается, что в наиболее простой реализации этой модели возбужденные фермионы имеют спин  $\frac{1}{2}$ , а также являются партнерами по изоспину  $\frac{1}{2}$  (представления с высшими спином и изоспином рассматриваются в [76]).

Возбужденные состояния намного тяжелее основных. Учитывая это, мы предполагаем, что возбужденные фермионы приобрели массу перед  $SU(2) \otimes U(1)$  нарушением симметрии. Таким образом, мы рассматриваем как левую, так и правую их компоненты в слабых изодублетах. Например, для первого поколения мы будем иметь следующее представление:

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad e_R \quad ; \quad l_L^* = \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^* \end{pmatrix}_L, \quad l_R^* = \begin{pmatrix} \nu_e^* \\ e^* \end{pmatrix}_R$$

$$q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad q_R = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_R \quad ; \quad q_L^* = \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_L, \quad q_R^* = \begin{pmatrix} u^* \\ d^* \end{pmatrix}_R.$$

Связь между обычными и возбужденными фермионами, а также между двумя возбужденными фермионами описывается следующими  $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$  инвариантными эффективными лагранжианами [77]:

$$L_{\text{eff}}^{1gauge} = \bar{f}^* \gamma^\mu (f_s g_s \frac{\lambda^a}{2} \mathbf{G}^a_\mu + g \frac{\tau}{2} \mathbf{W}_\mu + g' \frac{Y}{2} B_\mu) f^*, \quad (4.2)$$

$$L_{\text{eff}}^{2gauge} = \frac{1}{2\Lambda_g} \bar{f}_R^* \sigma^{\mu\nu} (f_s g_s \frac{\lambda^a}{2} \mathbf{G}^a_{\mu\nu} + f g \frac{\tau}{2} \mathbf{W}_{\mu\nu} + f' g' \frac{Y}{2} B_{\mu\nu}) f_L + \text{h.c.}, \quad (4.3)$$

где  $\lambda^a$  – матрицы Геллманна,  $\tau$  – матрицы Паули,  $\mathbf{G}^a_{\mu\nu}$ ,  $\mathbf{W}_{\mu\nu}$  and  $B_{\mu\nu}$  –  $SU(3)$ ,  $SU(2)$  и  $SU(1)$  тензоры, с соответствующими  $g_s$ ,  $g$  и  $g'$  константами связи:  $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ ,  $g = e/s_W$ ,  $g' = e/c_W$ ,  $e$  – заряд протона ( $e = \sqrt{4\pi\alpha(Q^2)}$ ,  $e = \sqrt{4\pi/137}$  at  $Q^2 = 0$ ),  $s_W$  and  $c_W$  – синус и косинус угла Вайнберга соответственно,  $s_W^2 = 1 - c_W^2 \equiv \sin^2\theta_W \simeq 0.23$ ),  $Y$  – слабый гиперзаряд ( $Y = (-1)$  и  $(1/3)$  для лептонов и кварков соответственно); предполагается, что константы  $f_s, f$  и  $f'$  порядка единицы.

Следует отметить, что малость масс, успех предсказаний КЭД для величины  $g - 2$  и необходимость "защитить" легкие фермионы от "приобретения" больших радиационных аномальных магнитных моментов требуют сохранения киральности [78] : возбужденные фермионы не должны взаимодействовать с обоими (левыми и правыми) компонентами соответствующих обычных фермионов.

Исследование явлений, связанных с "новой" физикой, одна из основных целей эксперимента ZEUS на  $ep$  коллайдере HERA. Как уже говорилось, одним из широко обсуждаемых вариантов физики, выходящей за рамки Стандартной Модели является предположение о том, что частицы СМ имеют внутреннюю структуру. Поэтому большое внимание уделяется поиску возбужденных состояний этих частиц. Существование таких состояний было бы очевидным свидетельством композитности фермионов. Данная глава посвящена расчету рождения возбужденных кварков и их ширин распада. Для того проанализировать экспериментальные данные и получить ограничения на массу возбужденных кварков и параметр композитности, необходимо иметь поток событий рождения возбужденных кварков, разыгранных с помощью какого-либо генератора. Эти события сравниваются с экспериментальными данными, после чего будут находиться



ограничения на параметры рассматриваемой модели. Для этого была написана программа, разыгрывающая процесс рождения возбужденных кварков на партонном уровне и использующая затем генератор PYTHIA для следующего шага – фрагментации струй и распада нестабильных частиц. Таким образом, исследуемые процессы выступили в роли новых процессов для PYTHIA. В этот генератор были также добавлены все возможные каналы распада возбужденных кварков — как для двух- так и для трех-частичных конечных состояний.

Следует отметить, что большинство процессов с рождения возбужденных лептонов уже было включено в Монте-Карло генераторы: HEPHEF [79], EPEX/NUPEX [80] и COMPOS [81], в то как программы для моделирования процессов с рождением возбужденных кварков лишь только начинают создаваться. Например, в генераторе COMPOS рождение возбужденного кварка было включено как резонансный процесс для кварк-фотонного столкновения. Для того чтобы учесть все возможные каналы рождения возбужденных кварков, необходимо рассмотреть калибровочные и контактные взаимодействия в которых возможно его рождение. Для полного этих процессов был создан генератор и добавлен к пакету PYTHIA [13]. Соответствующие матричные элементы были вычислены с помощью программного пакета ComrHEP, о котором было сказано во Введении.

Несмотря на то что ComrHEP позволяет производить вычисления на древесном уровне, его важное достоинство заключается в том, что с помощью этой программы можно произвести вычисления для любой введенной модели. Это особенно важно для расчетов связанных с моделями, описывающими "новую" физику. Для того, чтобы включить какую-либо модель в ComrHEP необходимо поместить вершины взаимодействия частиц для нее в специальную таблицу. Другое привлекательное свойство программы – очень удобный графический интерфейс, позволяющий с легкостью с ней обращаться.

## 4.2 Модель и исследуемые процессы

Для наших исследований, мы рассматриваем модель с возбужденными фермионами в наиболее простой реализации, когда они являются партнерами по изоспину  $1/2$  и участвуют в калибровочных и контактных взаимодействиях. Эти взаимодействия описываются калибровочными лагранжианами 4.2 и 4.2 [75] и [77], описанными в разделе 4.1 и лагранжианом, описывающим контактные взаимодействия [82]:

$$L_{contact} = \frac{g_*^2}{2\Lambda_c^2} j^\mu j_\mu, \quad (4.4)$$

$$j_\mu = \eta_L \bar{f}_L \gamma_\mu f_L + \eta'_L \bar{f}_L \gamma_\mu f_L^* + \eta''_L \bar{f}_L^* \gamma_\mu f_L^* + \text{h.c.} + (L \leftrightarrow R) \quad (4.5)$$

Для наших дальнейших вычислений мы выбираем следующие параметры рассматриваемой модели  $f_s = f = f' = 1$ ,  $\eta'_L = \eta'_R = 1$ ,  $g_*^2 = 4\pi$ ,  $\Lambda_g = \Lambda_c = 1 \text{ ТэВ} = \Lambda$ . Для контактных и калибровочных взаимодействий полный набор диаграмм Фейнмана для рождения возбужденных лептонов в  $ep$  столкновениях на коллайдере HERA представлен на рисунке 4.1, а для рождения возбужденных кварков на рисунке 4.2.

Диаграммы а) и б) на этих рисунках соответствуют рождению возбужденных лептонов в калибровочных взаимодействиях, в то время как диаграмма с) иллюстрирует рождение возбужденных состояний в контактных взаимодействиях.

Возбужденные фермионы могут также родиться в процессах с участием фотона, проявляющего свою внутреннюю структуру ("проявленного" фотона). Такие процессы –

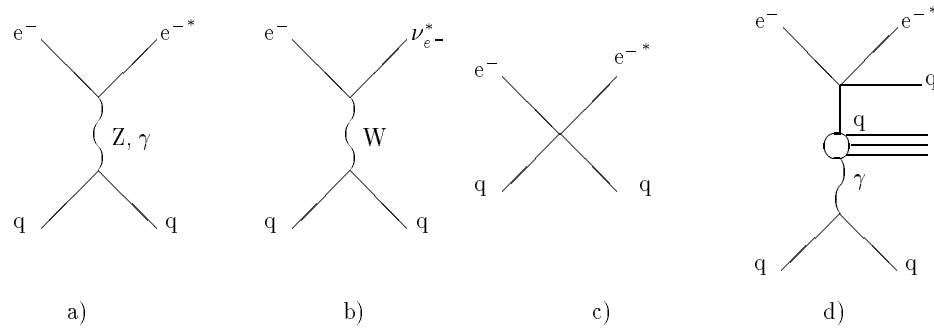


Рис. 4.1: Диаграммы для рождения возбужденных лептонов в контактных и калибровочных взаимодействиях

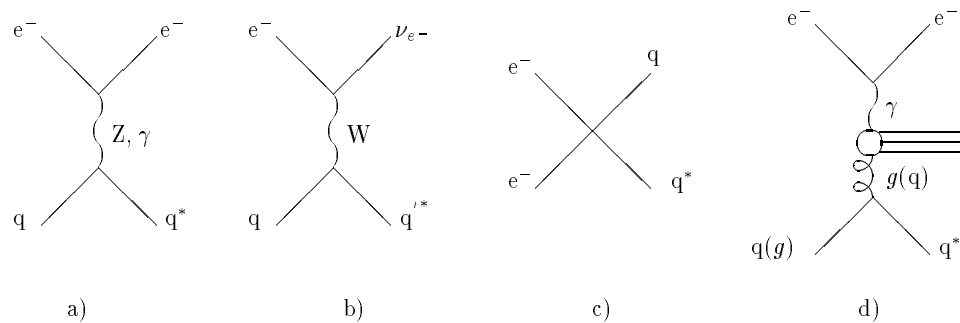


Рис. 4.2: Диаграммы для рождения возбужденных кварков в контактных и калибровочных взаимодействиях

результат суммирования лестничных диаграмм высших порядков по константе сильной связи. Результат такого суммирования приводит к возникновению структурной функции фотона, который проявляет адронную структуру. Рождению возбужденных фермионов во взаимодействиях такого вида соответствует диаграмма d) для обоих рисунков –  $e^*$  рождается в  $ee^*qq$  контактном взаимодействии, когда один из кварков происходит от виртуального фотона. В тоже время возбужденный кварк рождается в  $q + g \rightarrow q^*$  реакции благодаря глюону исходящему из "проявленного" фотона ( равно как в реакции, когда глюон излучается протоном, а фотон испускает кварк). Однако полные сечения для таких процессов будут малы в случае рождения тяжелых частиц, так функции распределения кварков и глюонов в фотоне малы для больших  $x$ , а  $x_{min}$  будет равно  $x_{min} = m_q^{*2}/\hat{s}$ , где  $\hat{s}$  - энергия партонного  $e - q$  подпроцесса. Расчеты показывают, что вклад таких процессов в полное сечение рождения возбужденных кварков составляет около 2%, и они не рассматриваются в настоящей работе.

Здесь мы изучаем процессы, связанные с рождением возбужденных кварков, представленные диаграммами а) - с). Следует отметить, что будут существовать два вида распада возбужденных фермионных состояний: двухчастичный распад в соответствии с калибровочным лагранжианом и трехчастичный распад, следующий из лагранжиана, описывающего контактные взаимодействия.

Полные ширины распада как функции массы возбужденного кварка показаны на рисунке 4.3. В двухчастичном распаде присутствуют следующие каналы:  $u^* \rightarrow ug$ ,  $u^* \rightarrow u\gamma(Z)$  и  $u^* \rightarrow dW$ . В случае трехчастичного распада мы рассмотрели все возможные

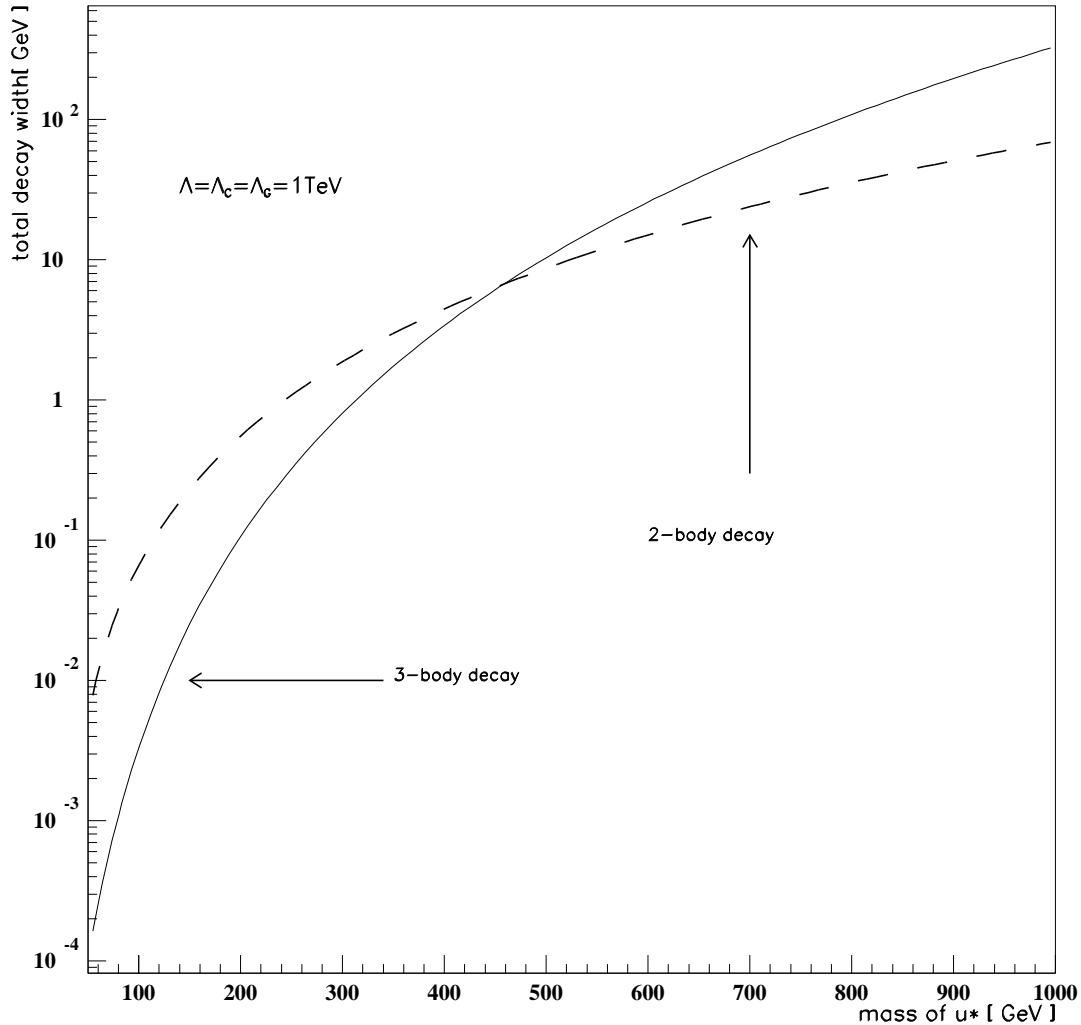


Рис. 4.3: Полные ширины трехчастичного (сплошная линия) и двухчастичного (пунктирная линия) распада возбужденного кварка ( $\Lambda_g = \Lambda_c = 1 \text{ ТэВ}$ )

кварковые и лептонные состояния для всех поколений фермионов. Из рисунка видно, что вклад в полную ширину от трехчастичного распада увеличивается с ростом массы возбужденного кварка и становится доминирующим, когда  $m_q^*$  становится приблизительно равной половине масштаба композитности. Легко экстраполировать значение полной ширины для различных значений масс и параметра композитности, так как она пропорциональна  $m_q^{*3}/\Lambda^2$  и  $m_q^{*5}/\Lambda^4$  для 2- и 3-х частичного распадов соответственно.

### 4.3 Включение процессов рождения возбужденных кварков в генератор PYTHIA5.6

Версия 5.6 Монте-Карло генератора PYTHIA позволяет включить новый процесс через подпрограмму **PYUPEV(ISUB,SIGEV)**, где ISUB - номер нового процесса а SIGEV - значение дифференциального сечения, деленного на фазовый объем. Эта программа должна быть написана самим пользователем генератора PYTHIA. Она должна разыгрывать на партонном уровне необходимые события и передавать генератору PYTHIA информацию о начальных и конечных 4-х импульсах частиц. Для исследуемых процессов и была написана такая программа. Она включает простой адаптивный Монте-Карло генератор необходимый для розыгрыша переменных интегрирования и часть, ответственную за реконструкцию 4-х импульсов событий. Программа обращается к следующим подпрограммам:

1. Функция **PYUPSIG2(KF,X,T,S)** которая является аналитической функцией полученной из ComrHERA. Эта функция вызывается подпрограммой PYUPEV и дает дифференциальное сечение для данного подпроцесса с учетом структурной функции кварка в протоне ( KF - код партона, участвующего в процессе,  $x$  - доля импульса протона, которую несет кварк,  $T$  - инвариантная переменная  $(-t) = -(p_e - p_{e'})^2$ ,  $S$  - квадрат инвариантной энергии для  $ep$  процесса —  $(313.689)^2$  ГэВ<sup>2</sup> для коллайдера HERA);
2. Подпрограмма **SIGMAX(ISUB, SIGMAMAX)**, которая используется для вычисления максимума дифференциального сечения. Она вызывается основной программой перед инициализацией нового процесса для генератора PYTHIA;
3. Подпрограмма **PHASESPACE(PM3,PM4,ISUB)**, которая используется для вычисления фазового объема процесса с номером ISUB, PM3 и PM4 - массы вылетающих частиц - электрона и возбужденного кварка соответственно.

С помощью перечисленных выше программ в генератор PYTHIA были включены процессы рождения возбужденных  $u^*$  и  $d^*$  кварков в калибровочных и контактных взаимодействиях. Двухчастичный распад возбужденных кварков в соответствии с лагранжианом калибровочных взаимодействий  $q^*(q^* \rightarrow qg, q^* \rightarrow q\gamma(Z) \text{ и } q^* \rightarrow q'W)$  были уже включены в генератор PYTHIA ее автором. Для того чтобы включить в генератор трехчастичный распад согласно контактным взаимодействиям пришлось внести добавления в ряд подпрограмм этого генератора. Этот распад был добавлен, в результате чего появилась возможность исследовать 3-х частичный распад возбужденных кварков на все возможные состояния лептонов и кварков трех поколений. В этой программе есть также возможность сделать обрезание по переменным  $t = (p_e - p_{e'})^2$  и  $x$ . Если не применять обрезания по переменной  $t$ , то верхняя и нижняя границы для этой переменной будут определяться кинематикой процесса:

$$\begin{aligned} -t_{min} &= m_e^2 m_q^{*4} / (s(s - m_q^{*2})), \\ -t_{max} &= s - m_q^{*2}, \\ x_{min} &= m_q^{*2} / s \text{ и} \\ x_{max} &= 1. \end{aligned}$$

Из выражения для  $t_{max}$  следует вывод о том, что значение этой переменной может быть очень малым (порядка  $10^{-8}$  ГэВ<sup>2</sup>). Рассматриваемый процесс имеет пик в области малых передач за счет фотонного обмена и тяжелый возбужденный кварк ( в калибровочных взаимодействиях) будет в основном рождаться при излучении электроном почти реального фотона. Поэтому выбор переменной  $-t$  в качестве  $Q^2$  масштаба для

кварковой структурной функции не будет правомерным. Естественным масштабом будет масштаб порядка массы рождающейся возбужденной частицы. При этом, существует неопределенность в выборе этого масштаба, приводящая к основным теоретическим разногласиям. В программе есть возможность использовать разные  $Q^2$  масштабы для структурной функции протона:

1.  $Q^2 = -t + m_{q^*}^2$ ;
2.  $Q^2 = m_{q^*}^2$ ;
3.  $Q^2 = p_T + m_{q^*}^2$ .

## 4.4 Основные результаты

На рисунке 4.4 изображена зависимость полных сечений рождения возбужденных кварков от их массы для калибровочных (штрих пунктирная линия) и контактных (штриховая линия) взаимодействий, а также для их суммы (сплошная линия). Вычисления были выполнены без обрезаний по переменной  $t$  для  $Q^2 = -t + m_{q^*}^2$  и протонной структурной функции Морфинга-Тюнга [83].

Из рисунка видно, что для выбранных нами параметров канал рождения возбужденных состояний в контактных взаимодействиях является доминирующим. Вклад калибровочных взаимодействий в полное сечение реакции на один порядок меньше и становится существенным для возбужденных кварков с большой массой ( $> 7\%$  для  $m_{q^*} > 250$  ГэВ). Полное сечение пропорционально фактору  $1/\Lambda^4$  для контактных взаимодействий и фактору  $1/\Lambda^2$  для калибровочных, поэтому можно очень легко пересчитать сечения для различных значений  $\Lambda$ .

Приведенные расчеты показывают важность рассмотрения рождения возбужденных состояний кварков в контактных взаимодействиях. Другое интересное свойство контактных взаимодействий заключается в том, что они открывают 3-х частичный канал распада этих кварков, причем парциальная ширина этого распада становится доминирующей для отношения массы возбужденного кварка к параметру композитности большего 0.5.

Стоит подчеркнуть, что работа, описанная выше, носит преобладающий технический характер – ее целью было создание генератора для симуляции событий рождения возбужденных кварков для наиболее полного набора всех возможных каналов рождения и распада, для лагранжиана наиболее общей формы с максимальным числом свободных параметров. Данные результаты и написанная программа явились результатом деятельности в группе экзотики в коллаборации ZEUS. Они носят прикладной характер, созданный генератор необходим для анализа данных, обсуждался на собраниях группы, был тщательно проверен и одобрен.

Представленные в этой главе результаты были опубликованы в работе [98].

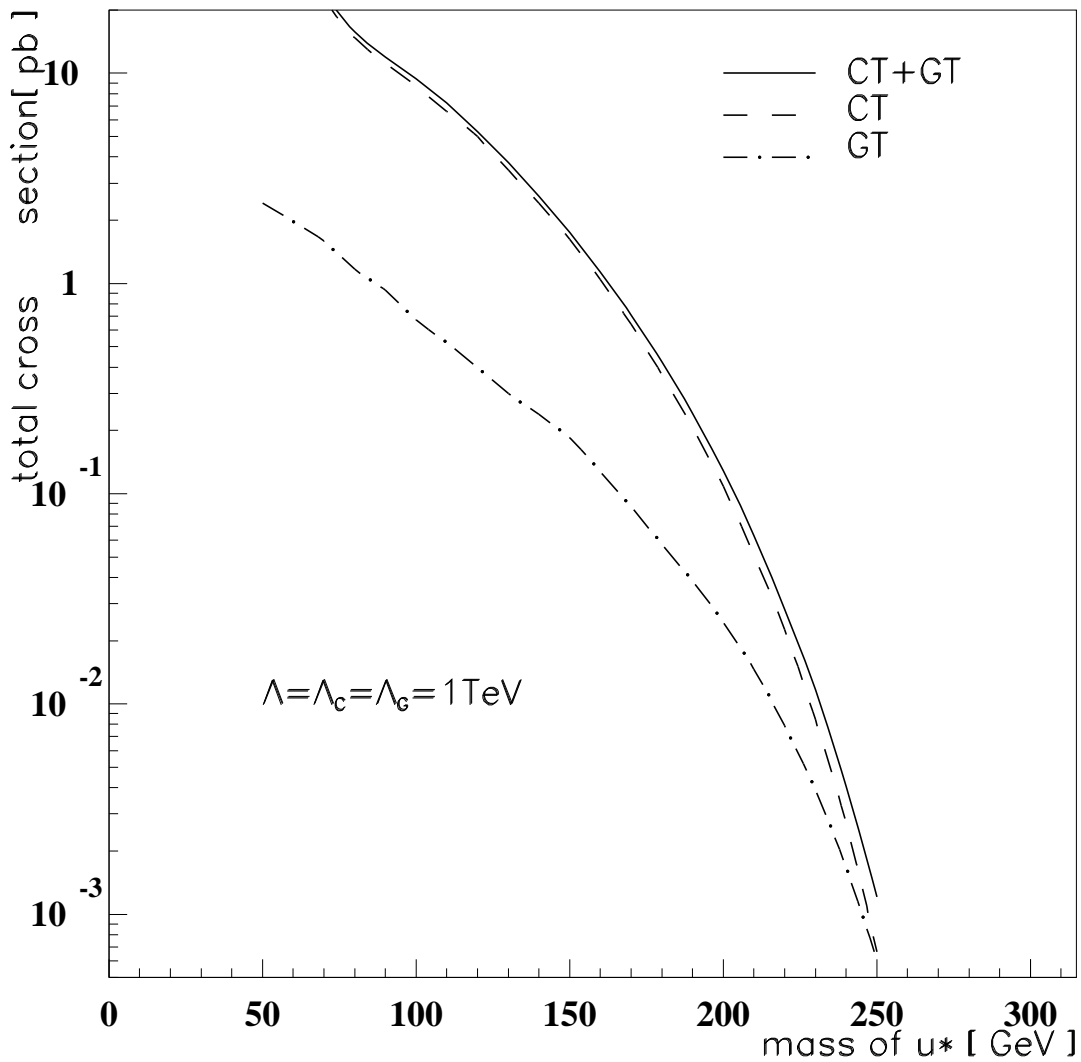


Рис. 4.4: Полное сечение рождения возбужденных кварков: для калибровочных взаимодействий – пунктирная линия, для контактных взаимодействий – штрих-пунктирная линия, для их суммы – сплошная линия

# Глава 5

## Возбужденные лептонов на линейных $e^+e^-$ , $\gamma e$ и $\gamma\gamma$ коллайдерах нового поколения

### 5.1 Введение

В этой главе исследуются потенциальные возможности линейных коллайдеров для изучения рождения возбужденных лептонов. Здесь рассматриваются уровни сечений процессов рождения возбужденных нейтрино и моделируются процессы рождения этих частиц. Это дает возможность найти ограничения на массы  $\nu^*$  и на параметр их композитности которые можно получить для  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  коллайдеров.

Эксперименты при настоящих энергиях дают ограничения на параметр композитности ( модель с 4-фермионными контактными взаимодействиями – формула 4.1), которые показаны в таблице 5.1 (см. [84] и имеющиеся там ссылки).

Таблица 5.1: Ограничения на масштаб композитности для контактных взаимодействий.

Тип	Величина(ТэВ)	д/у(%)	коллаб.
$\Lambda_{LL}^+(eeee)$	> 1.6	95	93 ALEP
$\Lambda_{LL}^-(eeee)$	> 3.6	95	92 RVUE
$\Lambda_{LL}^+(ee\mu\mu)$	> 4.4	95	86 JADE
$\Lambda_{LL}^-(ee\mu\mu)$	> 2.1	95	86 JADE
$\Lambda_{LL}^+(ee\tau\tau)$	> 2.2	95	86 JADE
$\Lambda_{LL}^-(ee\tau\tau)$	> 3.2	95	86 JADE
$\Lambda_{LR}^\pm(\mu\nu_\mu e\nu_e)$	> 3.10	90	86 SPEC
$\Lambda_{LL}^+(eeqq)$	> 1.7	95	91 CDF
$\Lambda_{LL}^-(eeqq)$	> 2.2	95	91 CDF
$\Lambda_{LL}^+(\mu\mu qq)$	> 1.4	95	92 CDF
$\Lambda_{LL}^-(\mu\mu qq)$	> 1.6	95	92 CDF
$\Lambda(qqqq)$	> 1.6	95	93 CDF

С другой стороны, анализы экспериментов на LEP дают ограничения на массы

возбужденных заряженных лептонов ([84]), приведенные в таблице 5.2 . Существует

Таблица 5.2: Ограничения на массы возбужденных заряженных лептонов ( $\lambda = m_{l^*}/\Lambda$ )

Тип	Вел.(ГэВ)	д/у(%)	Коммент.	$\lambda_Z$
$e(e^*)$	> 91.0	95	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^*e$ , 92 ALEPH	> 1
	> 46.1	95	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^*e^*$ , 92 ALEPH	> 1
	> 127	95	из $e^+e^- \rightarrow e^*(t - \text{канал}) \rightarrow \gamma\gamma$ , 92 L3(косвенный эффект)	> 1
$\mu(\mu^*)$	> 91.0	95	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^*\mu$ , 92 ALEPH	> 1
	> 46.1	95	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^*\mu^*$ , 92 ALEPH	> 1
$\tau(\tau^*)$	> 90.0	95	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^*\tau$ , 92 ALEPH	> 1
	> 46.0	95	$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \tau^*\tau^*$ , 92 ALEPH	> 0.18

большое количество теоретических работ, которые рассматривают рождение возбужденных лептонов на  $e^+e^-$  коллайдерах (например, [85, 86]).

Необходимо отметить, что коллайдеры альтернативного типа –  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  коллайдеры, дают новые, преимущественные возможности для исследования некоторых физических явлений (таких как рождение возбужденных лептонов и кварков, цветного возбуждения Z-бозонов, рождение хиггсовских бозонов, поляризационные эффекты) по сравнению с  $e^+e^-$  коллайдерами. В частности, наиболее предпочтительный процесс для исследования рождения возбужденного электрона – это  $\gamma e \rightarrow e^*$  процесс [86] для  $\gamma e$  коллайдеров. Эти ускорители будут основаны на генерации высокоэнергетичных фотонов, получающихся в результате обратного комптон-эффекта: рассеянии лазерного света на электронах, обладающих высокой энергией [87]. Таким образом, можно создать  $\gamma e$  коллайдер путем конверсии одного пучка высокоэнергетичных электронов в энергетичный фотонный пучок или  $\gamma\gamma$  коллайдер в результате обращения сразу двух электронных пучков в фотонные.

Практическая реализация  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  коллайдеров, которые будут базироваться на соответствующих  $e^+e^-$  линейных коллайдерах, сейчас рассматривается для VLEPP, JLC, NLC/TLC, CLIC, DESY-THD и SLC проектов.

Существует ряд работ, которые рассматривают рождение возбужденных лептонов на  $pp$  [86],  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  [88] будущих ускорителях на встречных пучках. Основным результатом работ [86, 88] следующий: если масштаб композитности лептонов  $\leq O(10 \text{ ТэВ})$ , то возбужденные лептонные состояния могут быть обнаружены с массами вплоть до максимально возможной энергии  $\sqrt{s}$ (для  $\gamma e$  and  $\gamma\gamma$ ). В [86] также говорится, что нижний предел для масс заряженных возбужденных лептонов на LHC будет  $4 \text{ ТэВ}$  ( $\sqrt{s} = 16 \text{ ТэВ}$ ,  $\Lambda \leq 10 \text{ ТэВ}$ ).

Поиск возбужденных нейтрино был начат недавно на коллайдере LEP100 [89]. Интересные аспекты рождения возбужденного нейтрино в Z полюсе на LEP были предметом теоретической работы [90]. В этой статье представлена зависимость между параметром композитности  $\Lambda$  и максимально доступной массой  $\nu^*$ . Например, если  $\Lambda = 1 \text{ ТэВ}$ , то доступная  $m_{\nu_{e^*}} = 90 \text{ ГэВ}$ . Сейчас ограничение на массу возбужденного нейтрино составляет  $91 \text{ ГэВ}$  ( ALEPH детектор, данные 1992 года [84]).



\*\*\*\*

Здесь используется модель с возбужденными лептонами (формулы 4.2 и 4.3) и рассматриваются следующие процессы одиночного и парного рождения возбужденных нейтрино (которое, подчеркнем, может быть обнаружено самым первым, как наиболее легкая частица среди возбужденных лептонов):

$$e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu} \tag{5.1}$$

$$\gamma e^- \rightarrow \nu^*W^- \tag{5.2}$$

$$e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^* \tag{5.3}$$

$$\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^* \tag{5.4}$$

Диаграммы Фейнмана, соответствующие этим процессам представлены на рисунке 5.1

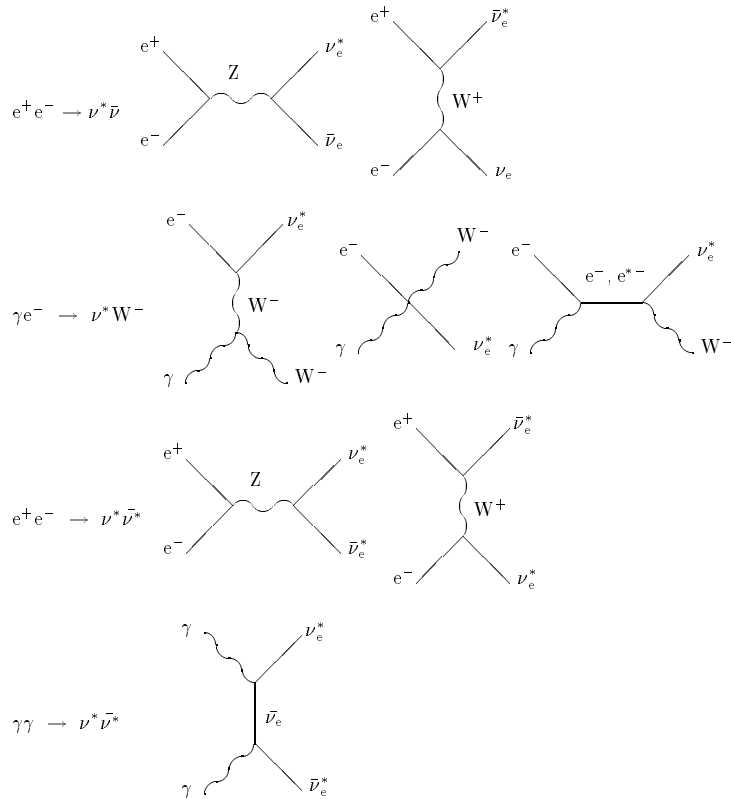


Рис. 5.1: Диаграммы для парного и одиночного рождения возбужденного нейтрино

Для процессов 5.1, 5.2 и 5.3 берутся  $f = f' = 1$  (смотри лагранжиан 4.3), тогда как для процесса 5.4, берутся  $f = 1, f' = -1$ , так как вершина  $\gamma\nu_e\bar{\nu}_e^*$ , пропорциональная фактору  $(f - f')$ , исчезает в случае  $f = f' = 1$ . Более того, анализы будущих экспериментов по  $\gamma\gamma$  столкновениям будут очень важны в определении  $f$  и  $f'$ , так как сечение процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  пропорционально множителю  $(f - f')^2$ .

## 5.2 Моды распада

Возбужденные нейтрино будут распадаться на легкие лептоны и (реальные или виртуальные) калибровочные бозоны. Если масса  $\nu_e^*$  больше, чем  $M_Z$ , то основная мода распада – распад на две частицы, одна из которых – реальный бозон. В случае, когда  $f = f'$ , возбужденное нейтрино может распадаться только на  $W_e$  или  $Z\nu_e$ , но если  $f \neq f'$ , возникает еще и дополнительная,  $\gamma e$  мода распада.

Формула для ширины распада  $\nu_e^* \rightarrow Vf$  (где  $V = \gamma, Z$  или  $W$ ), которая выводится непосредственно из 4.3, будет следующей:

$$\Gamma(\nu_e^* \rightarrow \nu_e(e)V) = \frac{\alpha}{4} \frac{m_{\nu_e^*}^3}{\Lambda^2} f_V^2 \left(1 - \frac{M_V^2}{m_{\nu_e^*}^2}\right)^2 \left(1 + \frac{M_V^2}{2m_{\nu_e^*}^2}\right), \quad (5.5)$$

где

$$f_\gamma = \frac{f - f'}{2}, \quad f_Z = \frac{f c_W^2 + f' s_W^2}{2s_W c_W}, \quad f_W = \frac{f}{\sqrt{2}s_W},$$

$s_W$  и  $c_W$  – соответственно  $\sin$  и  $\cos$  угла Вайнберга. В таблице 5.3 представлены моды, соответствующие парциальные ширины распада и полные ширины распада  $\nu_e^*$  (для  $m_{\nu_e^*} = 0.1, 0.5$  и  $1.0$  ТэВ),

при  $f = f'$  и  $f = -f'$ .

Таблица 5.3: Парциальные и полные ширины распада возбужденного нейтрино ( $f = 1$ )

$m_{\nu_e^*}$ (ТэВ)	Парциальная ширина распада						Полная ширина распада(ТэВ)	
	$\nu_e^* \rightarrow eW$		$\nu_e^* \rightarrow \nu Z$		$\nu_e^* \rightarrow \nu\gamma$			
	$f = f'$	$f = -f'$	$f = f'$	$f = -f'$	$f = f'$	$f = -f'$	$f = f'$	$f = -f'$
100	0.866	0.268	0.134	0.012	0	0.720	0.00084	0.0027
500	0.610	0.602	0.390	0.115	0	0.283	0.85	0.86
1000	0.608	0.606	0.392	0.117	0	0.277	7.0	7.1

Из таблицы 5.3 видно, что доминирует канал распада  $\nu_e^* \rightarrow eW$ . Поэтому предпочтительный метод поиска возбужденного нейтрино – через его распад на электрон и  $W$ -бозон, распадающийся впоследствии на две струи (это доминирующий распад  $W$ -бозона, вероятность которого - 88%).

Следует также отметить, что возбужденные лептоны имеют очень узкие ширины распада, как можно видеть из таблицы 5.3: для масс меньше 500 ГэВ ( $\Lambda/f = 1$  ТэВ) ширина распада меньше 1 ГэВ. Несмотря на это, они будут иметь очень короткий пробег, что не позволит разрешить их вершину. Так, например, даже для  $\Lambda/f = 10$  ТэВ путь этой частицы меньше микрона. Следовательно, если возбужденные частицы будут рождаться, то они полностью распадутся внутри детектора. Это замечание будет важно для проведения оценочных анализов наблюдаемости сигналов от новых частиц.

Другая характерная черта распада – асимптотический характер парциальных ширин: с увеличением  $m_{\nu_{e^*}}$  доля распада возбужденного нейтрино на  $We$ ,  $Z\nu$  и  $\gamma\nu$  (в случае  $f \neq f'$ , который не стоит отбрасывать) стремится к постоянным значениям.

## 5.3 Парное и одиночное рождение возбужденного нейтрино

### 5.3.1 Общие замечания

Фотонный энергетический спектр  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  пучков для соответствующих коллайдеров не будет монохроматичным. Форма этого спектра, которая зависит от энергии импульса лазера, подробно рассматривается в [91] (где принимаются во внимание эффекты повторного рассеяния электронов) и в [92] (в работе учитываются нелинейные КЭД эффекты). Для нового поколения  $e^+e^-$  линейных коллайдеров с энергиями 0.5 (на первой стадии), 1.0, 2.0 ТэВ соответствующие эффективные энергии для  $e\gamma$  и  $\gamma\gamma$  мод будут примерно следующими: 0.375, 0.750, 1.5 ТэВ, для  $e\gamma$  соударений (т.е.  $\sqrt{s}_{e\gamma} = 0.75\sqrt{s}_{e^+e^-}$ ) и 0.350, 0.700, 1.4 ТэВ, для  $\gamma\gamma$  соударений (т.е.  $\sqrt{s}_{\gamma\gamma} = 0.7\sqrt{s}_{e^+e^-}$ ). Конечно, строго говоря, необходимо свернуть сечение с реальным спектром  $\gamma$ -пучка (что сделано, например, в следующем разделе для  $e\gamma \rightarrow Wee$  процесса), но в главном приближении удобно использовать такое "перемасштабирование"  $\sqrt{s}$ .

С точки зрения построения реалистичной модели с возбужденными лептонами наиболее предпочтительным и естественным является случай, когда масса возбужденного лептона одного порядка с параметром композитности –  $m_{\ell^*} \sim \Lambda$ . Случай  $m_{\ell^*} \ll \Lambda$  требует рассмотрения какого-то специального механизма, обеспечивающего такое отличие массы от параметра составленности и делающего модель натуральной. Предполагается, что величина  $\Lambda$  порядка одного ТэВ. Тем не менее, не стоит отбрасывать случай, когда  $m_{\nu_{e^*}}$  порядка нескольких сотен ГэВ, поскольку нам неизвестен механизм удержания возможных конституэнтов лептонов.

### 5.3.2 Одиночное рождение возбужденного нейтрино

Рассмотрим процессы одиночного рождения возбужденного нейтрино –  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}$  5.1 и  $\gamma e^- \rightarrow \nu^*W^-$  5.2 и сравним поведение полного сечения для этих процессов в зависимости от параметра композитности и массы возбужденных частиц (см. диаграммы для соответствующих процессов на рисунке 5.1).

Соответствующие формулы для полных сечений будут следующими:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}) = \frac{\pi\alpha^2 f^2}{4\Lambda^2} \beta \left\{ \frac{1}{s_W^4} \left[ (2w + \beta) \log\left(1 + \frac{\beta}{w}\right) - 2\beta \right] \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1 - 2s_W^2}{(1-z)s_W^4 c_W^2} \left[ w \left(1 + \frac{w}{\beta}\right) \log\left(1 + \frac{w}{\beta}\right) - \frac{1}{2}(\beta + 2w) \right] \\
& + \frac{1 + (1 + 4s_W^2)^2}{16(1-z)^2 s_W^4 c_W^4} \beta \left(1 - \frac{2}{3}\beta\right) \left. \right\} , \tag{5.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma(\gamma e^- \rightarrow \nu^* W^-) = & \\
& \frac{\pi\alpha^2 f^2}{8s_W^2 \Lambda^2} \left\{ 4 \log \frac{1-a+w+R}{1-a+w-R} \left( -2a^3 + (3w+2)a^2 \right. \right. \\
& \left. \left. - (w+4)a - w^3 - w^2 + 4w + 2 + \frac{2a + 3w\sqrt{ab} + w}{1-b} \right) \right. \\
& + \frac{R}{w} \left[ -14a^2 w + a(7w^2 + 10w + 1) + 7w^3 + w^2 - 21w + 1 \right. \\
& + \frac{2}{1-b} \left( \sqrt{ab} a(6w+1) + \sqrt{ab}(-6w^2 + w - 1) + a(-4w+1) - \right. \\
& \left. \left. 2w^2 + w - 1 \right) + \frac{1+b}{(1-b)^2} \left( a^2 + a(w-2) - 2w^2 + w - \frac{12\sqrt{ab}w}{1+b} \right) \right] \left. \right\} \tag{5.7}
\end{aligned}$$

где  $a = m_{\nu_{e^*}}^2/s$ ,  $b = m_{e^*}^2/s$ ,  $\beta = 1 - m_{\nu_{e^*}}^2/s$ ,

$$w = M_w^2/s, \quad z = M_z^2/s, \quad R = \sqrt{1 + a^2 + w^2 - 2aw - 2a - 2w}.$$

Очевидно, что полное сечение для обоих процессов падает как  $(1/\Lambda)^2$  (рисунки 5.2а, 5.2б). Зависимость полного сечения  $\sigma$  от массы возбужденного нейтрино показана на рисунках 5.3а и 5.3б.

Конечно, максимальная доступная масса возбужденного нейтрино будет больше в случае 5.1 из-за кинематического предела ( $\sqrt{s}_{e\gamma} = 0.75\sqrt{s}_{e^+e^-}$ ), но если мы рассмотрим величины полных сечений для процессов 5.1 и 5.2 в области масс  $m_{\nu_{e^*}}$  не очень близких к кинематическому пределу (при  $m_{\nu_{e^*}} < 300$  ГэВ для  $\sqrt{s} = 0.5$  ТэВ,  $m_{\nu_{e^*}} < 600$  ГэВ для  $\sqrt{s} = 1.0$  ТэВ и  $m_{\nu_{e^*}} < 1400$  ГэВ для  $\sqrt{s} = 2.0$  ТэВ), то увидим что у процесса  $\gamma e^- \rightarrow \nu^* W^-$  сечение примерно на порядок выше, чем у процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu^* \bar{\nu}$ . Причина этого в том, что в одну из диаграмм процесса 5.2 входит вершинна  $\gamma WW$ , вклад которой пропорционален входящим импульсам частиц и дает больший вклад в интеграл полного сечения по сравнению с вершиной  $eW\nu$  в процессе 5.1. Например,  $\sigma = 0.6$  пбн для 5.2 и  $\sigma = 0.08$  пбн для 5.1, при  $\Lambda = 3$  ТэВ,  $m_{\nu_{e^*}} = 0.5$  ТэВ и  $\sqrt{s}_{e^+e^-} = 1.5$  ТэВ ( $m_{e^*} = 2$  ТэВ в s-канале).

В терминах числа событий мы будем иметь 3600 для 5.2 и 480 для 5.1 событий сигнала от возбужденного нейтрино, принимая во внимание доминирующий канал распада с парциальной шириной  $\text{Br}(\nu_e^* \rightarrow eW) \simeq 0.6$  при интегральной светимости  $10 \text{ фбн}^{-1}$ . Следовательно, максимально возможные ограничения на  $\Lambda$  будут выше в случае  $e\gamma$  соударений.

Из рассмотренных выше рисунков также видно, что сечение процесса 5.2 намного сильнее зависит от  $\sqrt{s}$  по сравнению с процессом 5.1. Объяснение этому – наличие той же  $\gamma WW$  вершины в случае  $\gamma e^- \rightarrow \nu^* W^-$  процесса.

Разберем процесс  $\gamma e^- \rightarrow \nu^* W^-$  более подробно. Во-первых, обратим внимание на контактную диаграмму  $\gamma e W^- \nu^*$  этого процесса, которая возникает из неабелевой части

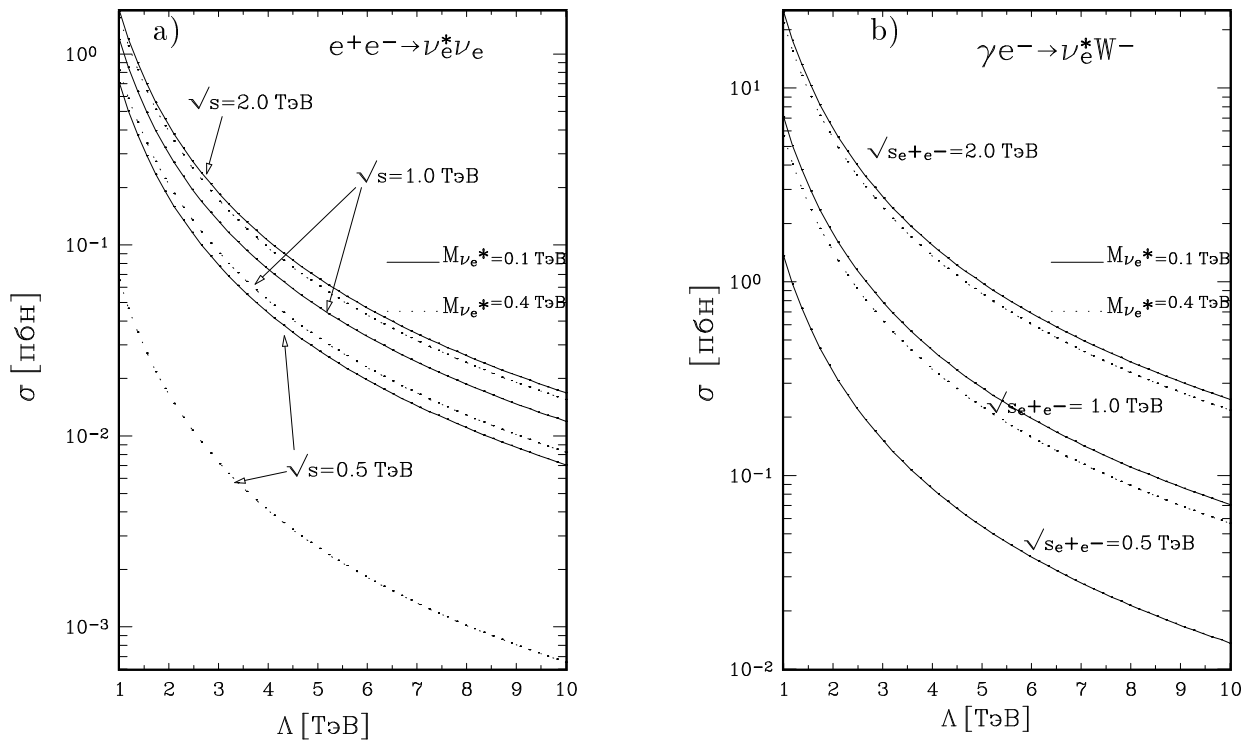


Рис. 5.2: Зависимость полного сечения от  $\Lambda$  ( $\sqrt{s_{e^+e^-}}=0.5, 1.0, 2.0$  ТэВа) для процессов:  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}$ (a),  $\gamma e^- \rightarrow \nu^*W^-$ (b) ( $m_{e^*}=2$  ТэВа в s-канале)

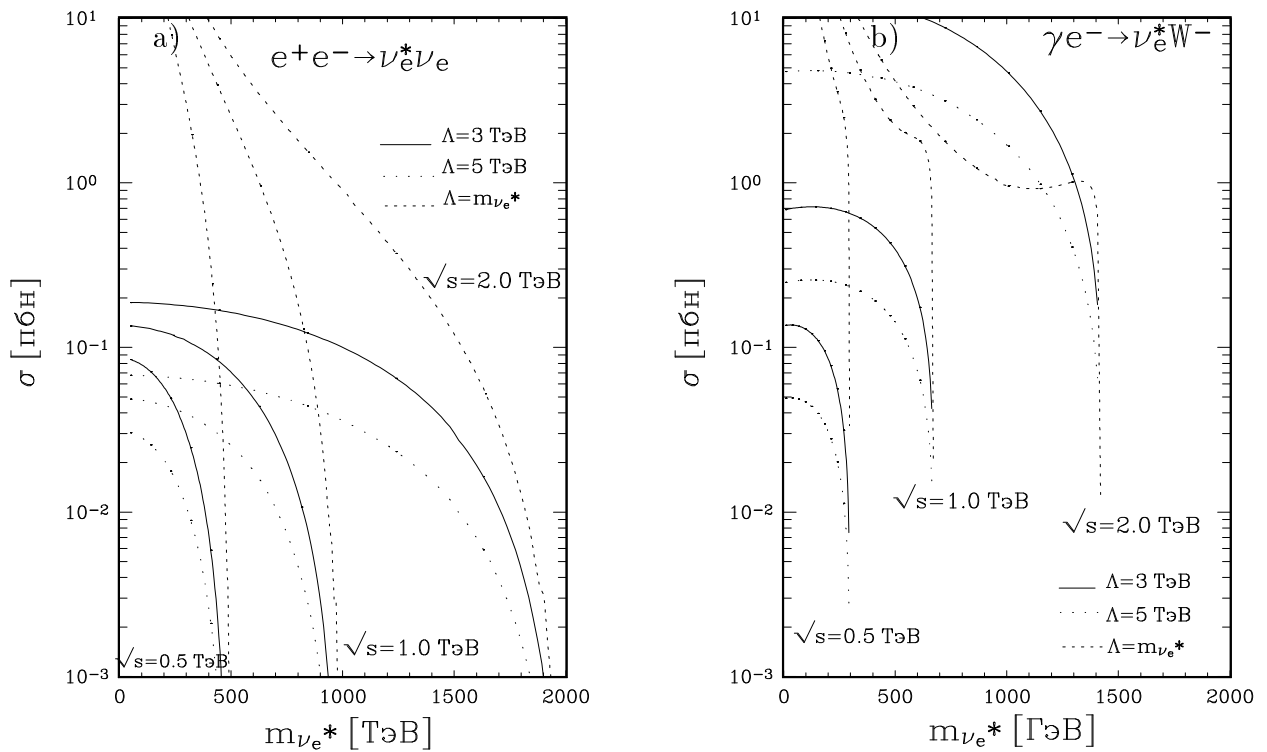


Рис. 5.3: Зависимость полного сечения от  $\Lambda$  ( $\sqrt{s_{e^+e^-}}=0.5, 1.0, 2.0$  ТэВа) для процессов:  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}$ (a),  $\gamma e^- \rightarrow \nu^*W^-$ (b) ( $m_{e^*}=2$  ТэВа в s-канале)

тензора

$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k$  и необходима для калибровочной инвариантности амплитуды рассеяния. Поэтому процесс интересен для прямой проверки неабелевости калибровочных полей. Во-вторых, у этого процесса есть свободный параметр – масса возбужденного электрона в s-канале. Зависимость сечения от него представлена на рисунке 5.4.

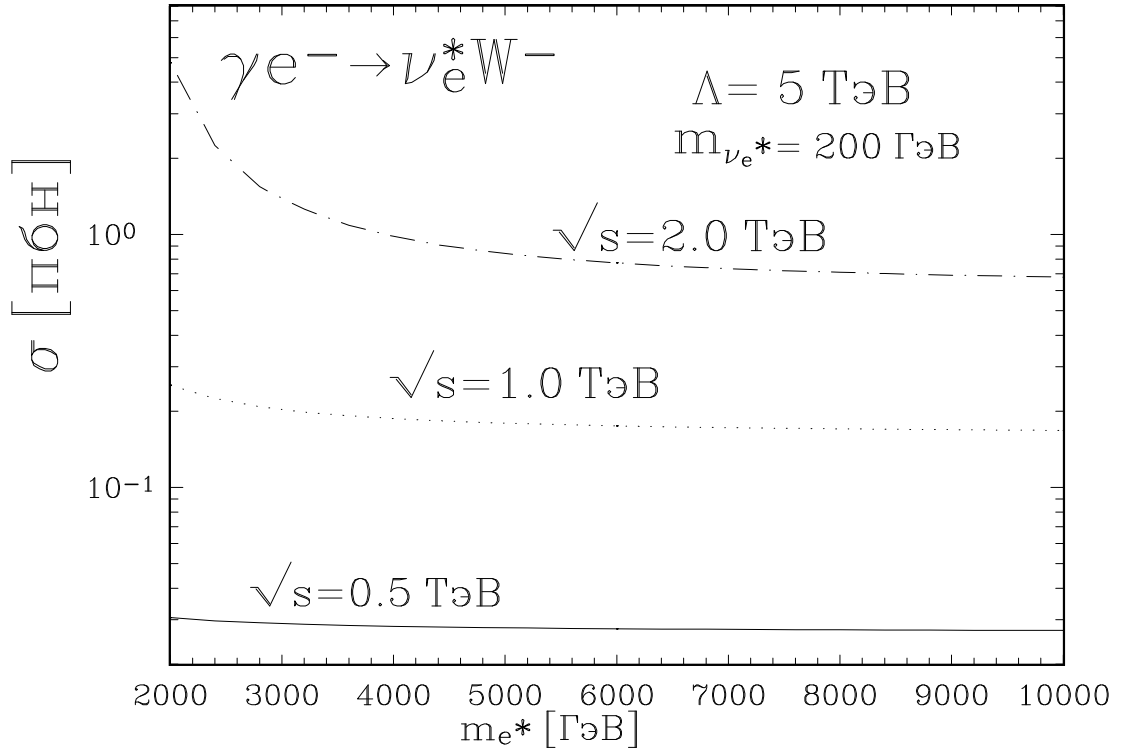


Рис. 5.4: Зависимость сечения процесса  $\gamma e^- \rightarrow \nu_{e^*}^* W^-$  от массы возбужденного электрона в s-канале для различных энергий

Здесь не рассматривается резонансное рождение возбужденного электрона, которое приводит к большому сечению, и дает заведомо сильные ограничения на параметр композитности. Поэтому мы предполагаем, что эта частица имеет большую массу (например,  $> 2 \text{ ТэВ}$ ). Сечение процесса падает примерно в два-четыре раза (это зависит от энергии) при изменении  $m_{e^*}$  от 2 ТэВ до очень больших величин. Даже в случае, когда  $m_{e^*}$  велико, сечение рождения возбужденного нейтрино в  $\gamma e$  столкновениях в несколько раз больше по сравнению с  $e^+e^-$  соударениями.

Один из удобных методов поиска сигнала от возбужденного нейтрино, распадающегося с наибольшей вероятностью на электрон и  $W^-$ -бозон (рождающий потом две струи), — анализ распределения по инвариантной массе системы  $e$  и двух адронных струй.

### 5.3.3 Парное рождение возбужденного нейтрино

Обратимся теперь к процессам парного рождения возбужденного нейтрино (процессы 5.3 и 5.4). Аналитические выражения для полных сечений этих процессов будут следующими:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*) = \frac{\pi\alpha^2 s}{96s_W^4 c_W^4 (1-z)^2} \beta(3-\beta^2)((4s_W^2-1)^2+1), \quad (5.8)$$

что совпадает с результатами параллельной и независимой работы [93];

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*) = \frac{\pi\alpha^2 f^2 s}{4\Lambda^4} \beta^2 \left[ (1-\beta^2)^2 \log \frac{1+\beta}{1-\beta} + 2\beta \left( \frac{5}{3} - \beta^2 \right) \right], \quad (5.9)$$

где  $\beta = \sqrt{1 - m_{\nu_e^*}^2/s}$ ,  $f = f'$  для  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ .

Для процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  представлено сечение только для s-канальной диаграммы Z-бозонного обмена (которая дает главный вклад в сечение) для того, чтобы не усложнять работу сравнительно большими выражениями.

Характерные зависимости полных сечений этих процессов от параметра композитности представлены на рисунках 5.5а и 5.5б.

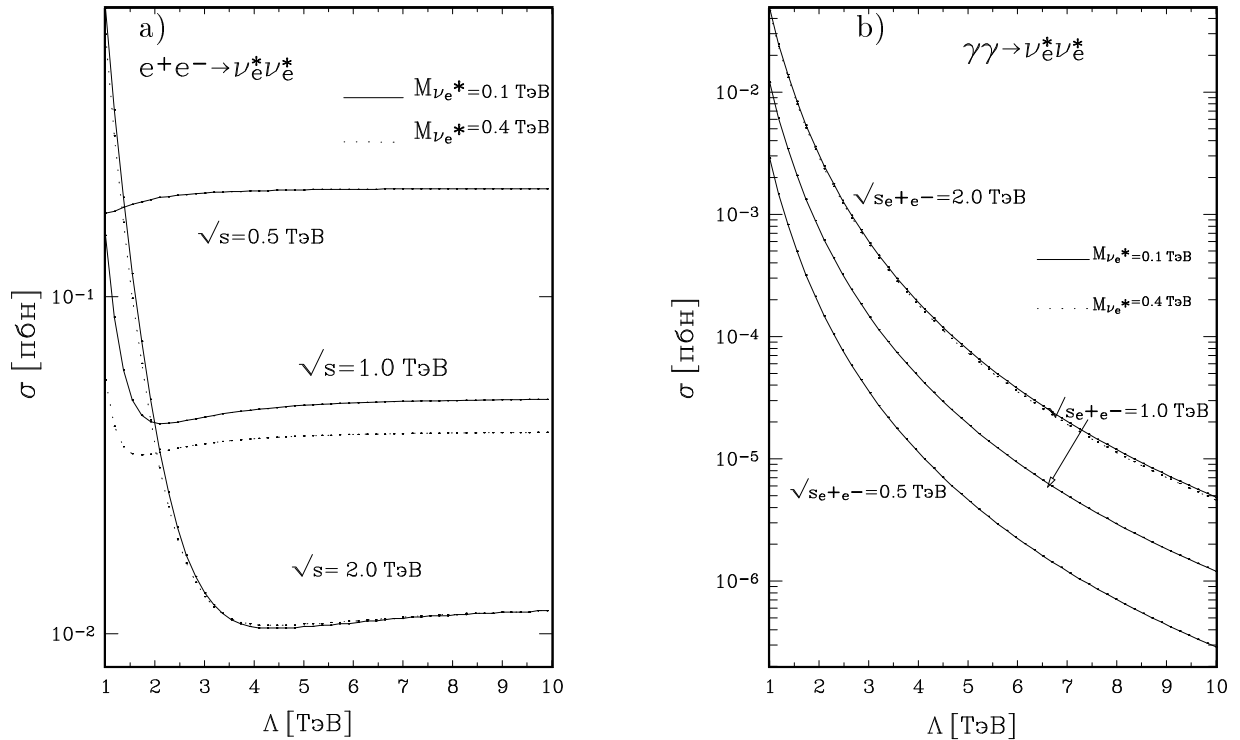


Рис. 5.5: Зависимость полного сечения от  $\Lambda$  ( $\sqrt{s}_{e^+e^-} = 0.5, 1.0, 2.0$  ТэВа) для процессов:  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ (a),  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ (b)

Из рисунка 5.5а видно, что сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  перестает зависеть от  $\Lambda$  при  $\Lambda > \sqrt{s}$ , в то время как сечение процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  падает как  $(1/\Lambda)^4$  (рис. 5.5б). Это происходит потому, что при больших  $\Lambda$  основной вклад в сечение процесса (с) дает диаграмма, где есть вершина с двумя возбужденными нейтрино:  $Z\nu^*\bar{\nu}^*$ . Вклад от этой диаграммы не зависит от  $\Lambda$  и сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  выходит на константу при больших  $\Lambda$ .

Зависимость полного сечения от массы возбужденного нейтрино показана на рисунках 5.6а и 5.6б.

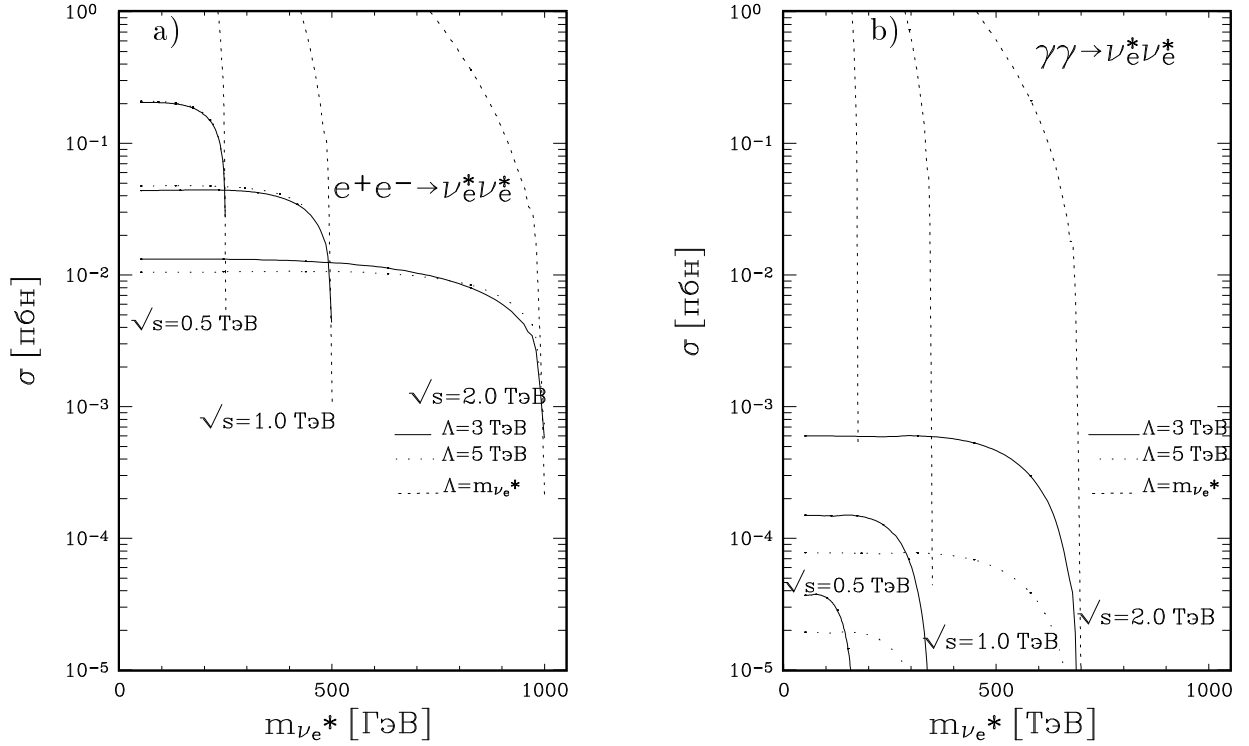


Рис. 5.6: Зависимость полного сечения от  $m_{n_e^*}$  ( $\sqrt{s}_{e^+e^-} = 0.5, 1.0, 2.0$  ТэВа) для процессов:  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ (а),  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ (б)

Из этих рисунков видно, что сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  много больше сечения процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ . Поэтому чувствительность эксперимента в случае парного рождения возбужденных нейтрино будет выше для  $e^+e^-$  соударений и, следовательно, достижимые величины для  $m_{\nu_e^*}$  и  $\Lambda$  будут больше для процесса  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ .

Один из методов поиска сигналов от парного рождения возбужденного нейтрино – рассмотрение распада одного нейтрино на легкое нейтрино и Z-бозон (продукты распада которого не регистрируются), а другого на электрон и W-бозон (который распадается на две струи). Тогда будут наблюдаться следующие события: одна полусфера с большой недостаточей энергии и поперечного импульса будет пустой, в то время как другая будет содержать изолированный энергетичный электрон, и струи с инвариантной массой, равной массе W-бозона.

### 5.3.4 Результаты численного анализа и потенциальные возможности $e^+e^-$ , $\gamma e$ и $\gamma\gamma$ коллайдеров

Используя аналитические формулы, можно провести численный анализ и сделать вывод о том, какие массы возбужденных нейтрино и параметр композитности будут "доступны" в экспериментах (т.е. какие ограничения на эти величины могут быть получены) при определенных условиях. Результаты численного анализа, показывающие достижимые  $m_{\nu_e^*}$  и  $\Lambda$  на планирующихся коллайдерах, при различных энергиях помещены в таблице 5.4. Анализ проведен для величины полной светимости  $10^4$  пбн $^{-1}$ , причем критерием



Таблица 5.4: Величины  $m_{\nu_{e^*}}$  и  $\Lambda$ , которые измеримы на  $e^+e^-$ ,  $\gamma e^-$  и  $\gamma\gamma$  коллайдерах при различных энергиях ( $\sqrt{s}_{\gamma e} = 0.75\sqrt{s}_{e^+e^-}$ ,  $\sqrt{s}_{\gamma\gamma} = 0.7\sqrt{s}_{e^+e^-}$ )

	$e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}$		$\gamma e^- \rightarrow \nu^*W^-$		$e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$		$\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$	
$\sqrt{s}_{e^+e^-}$ (ГэВ)	$m_{\nu_{e^*}}$ (ГэВ)	$\Lambda$ (ТэВ)	$m_{\nu_{e^*}}$ (ГэВ)	$\Lambda$ (ТэВ)	$m_{\nu_{e^*}}$ (ГэВ)	$\Lambda$ (ТэВ)	$m_{\nu_{e^*}}$ (ГэВ)	$\Lambda$ (ТэВ)
500	100	6.4	100	9.1			100	0.7
	200	5.5	200	7.4	< 175	I	200	X
	400	2.0	400	X			400	X
1000	100	8.5	100	22			100	1.0
	200	8.2	200	21	< 350	I	200	0.95
	400	7.0	400	19			400	X
2000	100	10.5	100	92			100	1.4
	200	10.2	200	91	< 350	I	200	1.3
	400	9.7	400	86			400	1.2

наблюдаемости эффекта считались 100 событий распада возбужденного нейтрино (рассматривался канал распада с наибольшим брэнчингом:  $\nu_e^* \rightarrow eW$ ). В этой таблице знак X означает, что энергии недостаточно для рождения частицы, в то время как I означает, что сечение процесса не зависит от  $\Lambda$  и соответствующие значения параметра композитности не приводятся. таблица 5.4 ясно показывает, что процесс  $\gamma e^- \rightarrow \nu^*W^-$  более предпочтителен для поиска возбужденного нейтрино (при его одиночном рождении) по сравнению с процессом  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}$ , в то время как для изучения парного рождения возбужденного нейтрино процесс  $e^+e^- \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$  более выгоден, чем  $\gamma\gamma \rightarrow \nu^*\bar{\nu}^*$ .

Проведенный выше анализ носит оценочный характер. Для более точных предсказаний необходимо рассмотреть не только сечения рождения рассматриваемых частиц, но и проанализировать, можно ли увидеть сигнал от них после распада. Эта задача сводится в простейшем варианте к рассмотрению процесса  $2 \rightarrow 3$ , в котором возбужденное нейтрино распадается на две частицы. Затем следует сравнить дифференциальное или полное

сечение этого процесса с сечением фонового  $2 \rightarrow 3$  процесса стандартной модели и оценить силу сигнала от возбужденной частицы. При этом необходимо учесть также реальный фотонный спектр для  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  процессов и свернуть с ним сечения. Это сделано в следующем разделе на примере  $\gamma e^- \rightarrow W^- \nu^* (\rightarrow W^+ e^-)$  процесса, как самого предпочтительного для поиска возбужденного нейтрино.

## 5.4 $\gamma e^- \rightarrow W^- W^+ e^-$ процесс: поиск сигнала от возбужденного нейтрино

В этом разделе представлен реалистичный и точный анализ возможности наблюдать сигнал от рождения возбужденных нейтрино. Здесь рассматривается сечение  $\gamma e^- \rightarrow W^- W^+ e^-$  процесса, подсчитанное для Стандартной Модели и для модели с возбужденными лептонами. При этом учтен спектр реальных фотонов, который взят из работы [94].

Главный вклад в отклонение сечения процесса от "стандартного" будет давать процесс  $\gamma e^- \rightarrow W^- \nu^* (\rightarrow W^+ e^-)$ . Поэтому, для того чтобы увидеть наиболее яркий сигнал от возбужденного нейтрино, необходимо рассмотреть распределение по инвариантной массе  $d\sigma/dM$ , где  $M$  - инвариантная масса вылетающих  $e^-$  и  $W^-$ . Результаты численных расчетов, представляющие эти распределения для коллайдеров с различными энергиями, показаны на рисунке 5.7. Вычисления проводились при  $\Lambda = 3$  ТэВ,  $\sqrt{s} = 0.5, 1, 1.5$  и  $2.0$  ТэВ.

На рисунке 5.7 изображены две пары распределений. Первая представляет распределения без учета реального фотонного спектра: штрих-пунктирная линия представляет распределение по инвариантной массе в соответствии со Стандартной Моделью, в то время как изображенная короткими штрихами гистограмма представляет распределение, в случае рождения возбужденного нейтрино. Штриховая линия (длинные штрихи) и гистограмма, изображенная сплошной линией, представляют аналогичные распределения, свернутые с реальным фотонным спектром.

Ширины ячеек гистограмм выбраны равными 10 ГэВ для  $\sqrt{s} = 0.5$  и 1 ТэВ, 20 ГэВ для  $\sqrt{s} = 1.5$  ТэВ и 50 ГэВ для  $\sqrt{s} = 2.0$  ТэВ. Некоторые ячейки вне области резонанса слиты. Выбор таких ширин ячеек гистограмм (что непосредственно связано с энергетическим разрешением детектора) представляется разумным, так как энергетическое разрешение на коллайдерах нового поколения (например на JLC [95]) будет следующего порядка:

$$\frac{\sigma_E}{\sqrt{E}} = \frac{15\%}{\sqrt{E}} + 1\% . \quad (5.10)$$

В таблице 5.5 представлены основные характеристики рассматриваемого процесса и представленных гистограмм.

На рисунке 5.7 резонансы от возбужденных нейтрино на распределениях попадают в середину ячейки гистограммы. При этом сигнал, как это легко видеть из таблицы 5.5, превышает на 3 стандартных отклонения фон Стандартной Модели (предположено, что полная светимость  $L = 10$  фбн $^{-1}$ ).

В проведенных расчетах, по которым были затем построены распределения, было сделано следующее обрезание по углу между ин- и аут-электронами:  $10^\circ < \theta < 170^\circ$ . Следует отметить, что сигнал от возбужденного нейтрино будет более ясным, если оптимизировать обрезание по этому углу. Дифференциальное сечение  $d\sigma/d\theta$  фонового

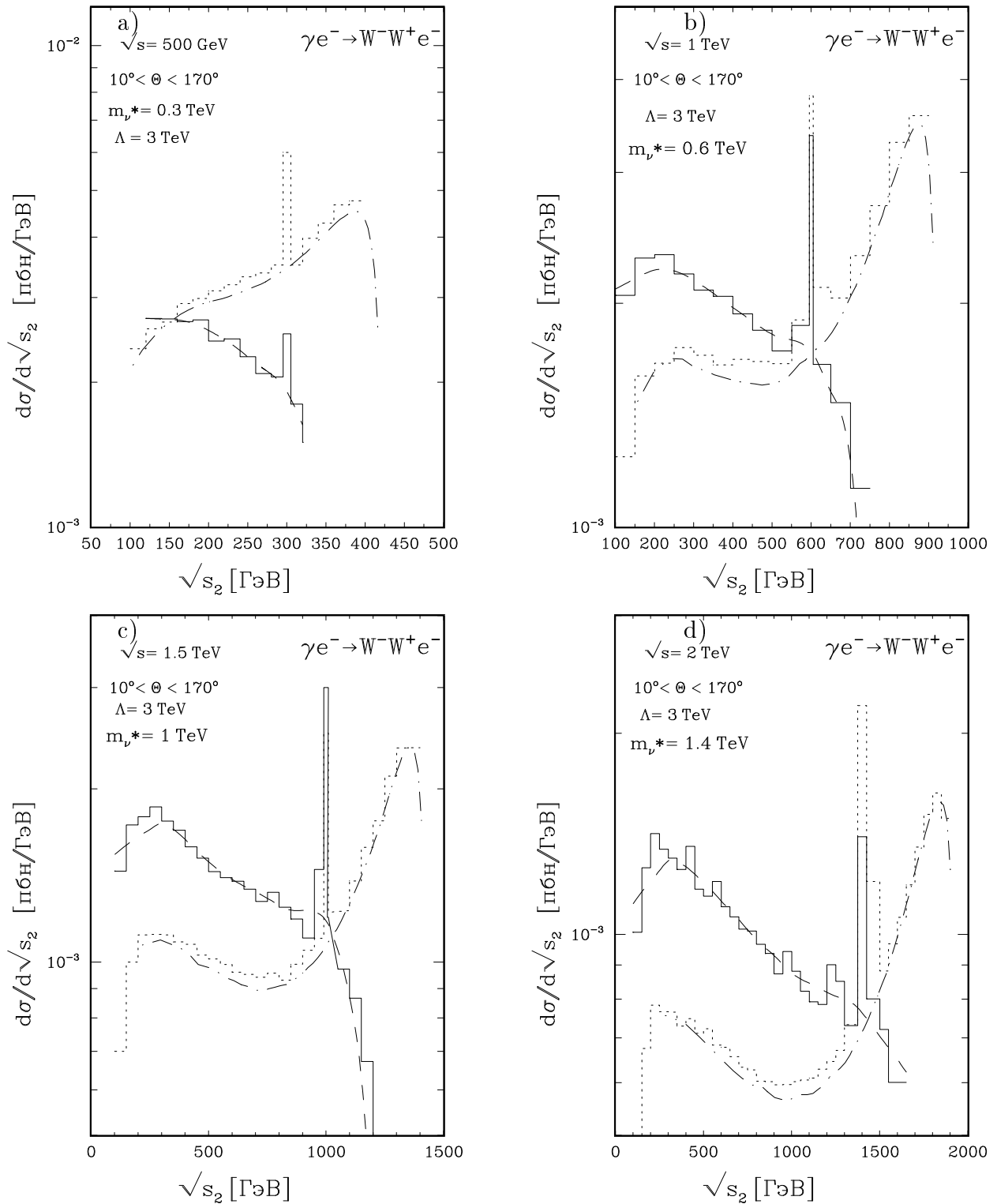


Рис. 5.7: Распределение по инвариантной массе аут- $e^-$  и  $W^+$  для  $\gamma e^- \rightarrow W^- W^+ e^-$  процесса без свертки по спектру фотонов: ( $\_ \cdot \_$ ) линия – фон и ( $- - -$ ) гистограмма – фон + сигнал; ( $- - -$ ) линия и ( $-$ ) гистограмма – аналогичные распределения, с учетом реального фотонного спектра для  $\sqrt{s} = 0.5$  (a), 1 (b), 1.5 (c) и 2 (d) ТэВа

Таблица 5.5: Основные характеристики процесса  $\gamma e^- \rightarrow W^-W^+e^-$  и представленных на рисунке 5.7 гистограмм

Энергия в центре масс (ТэВ)	0.5	1.0	1.5	2.0
$m_{\nu_{e^*}}$ (ТэВ)	0.3	0.6	1.0	1.4
Энергетическое разрешение (ГэВ)	$\simeq 5$	$\simeq 9$	$\simeq 15$	$\simeq 20$
Ширина ячейки гистограммы(ГэВ)	10	10	20	50
Число событий в ячейке(рез. пик) для процесса : без рождения $\nu_e^*$	200	170	220	400
с рождением $\nu_e^*$	240	320	500	750
$\Gamma(\nu_e^* \rightarrow eW)$ ( $f = f'$ )(ГэВ)	0.03	0.3	0.8	2.0

процесса  $\gamma e^- \rightarrow W^-W^+e^-$  велико при рассеянии электрона вперед и резко падает для больших углов рассеяния электрона. Если в этом процессе рождается тяжелая возбужденная частица, то электрон от ее распада распределен практически равномерно по углам. Именно поэтому, если увеличивать угол обрезания, отношение сигнала от возбужденного нейтрино к фону будет расти.

Здесь представлены расчеты только для величины параметра композитности 3 ТэВ, так как цель этой главы – лишь показать наблюдаемость сигнала от возбужденного нейтрино, при учете фоновых процессов и реального фотонного спектра.

Чтобы получить точные ограничения на параметр композитности и массы возбужденных частиц, которые будут достижимы на определенном коллайдере, необходимо принять во внимание специфические особенности конкретного эксперимента.

Представленные в этой главе результаты численных расчетов сечений рождения (без формул) возбужденного нейтрино были опубликованы в виде препринта в марте 1992 года [99]. В расширенном виде (с добавлением полученных аналитических выражений ширин и сечений) материалы были доложены на конференции "Компьютерные вычисления в физике высоких энергий" в г. Аннеси (Франция) в сентябре 1992 года [100]. Рассмотрение сигнала от возбужденного нейтрино в процессе  $\gamma e^- \rightarrow W^-W^+e^-$  с учетом реального фотонного спектра и фона Стандартной Модели было материалом доклада на 7-ой Международной Школе-семинаре по физике высоких энергий и квантовой теории поля в октябре 1992 года в Сочи [101] и были опубликованы в работе [?].



# Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации и представляемые к защите.

1. Детально изучены все основные процессы, приводящие к рождению одиночного топ-кварка в  $p\bar{p}$  столкновениях при  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  и впервые рассчитаны сечения для полного калибровочно-инвариантного набора диаграмм Фейнмана на древесном уровне для этих процессов.

2. Для процесса  $W$ -глюонного слияния  $qg \rightarrow tq'\bar{b}$  показана необходимость рассмотрения двух диаграмм совместно из-за большой деструктивной интерференции между ними, которая составляет 45% от сечения этого процесса, что не было раньше исследовано в предыдущих работах на эту тему. Также показано, что процесс  $p\bar{p} \rightarrow t\bar{b}W$  дает очень малый вклад (1.6%) в полное сечение рождения одиночного топ-кварка для энергии коллайдера  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  после удаления вклада от процесса  $t\bar{t}$  парного рождения в районе  $m_t$  полюса. Эта ситуация сильно отличается от той, которая будет происходить на  $e^+e^-$  и  $\gamma\gamma$  коллайдерах, где вклад этого процесса намного важнее.

3. Детально изучены различные кинематические распределения. Одно из наиболее важных свойств этих распределений проявляется в том, что  $p_T$  спектр  $b$ -кварка от распада топ-кварка имеет максимум при очень больших (например,  $\sim 72\text{GeV}$  для массы топ-кварка  $180\text{GeV}$ ) значениях  $p_T$ . Эта информация является принципиальной для детектирования одиночного топ-кварка — для отбора событий и подавления фона. В работе найдена кинематическая переменная — эффективная масса топ-кварка, проанализированы распределения по этой переменной и показано, что отбор событий по эффективной массе  $t$ -кварка гораздо удобен и позволит намного сильнее подавить фон, чем отбор по "поперечной" массе  $t$ -кварка.

4. Впервые изучены эффекты нестандартных связей в  $Wtb$  вершине для рождения одиночного топ-кварка на коллайдере TEVATRON и показано, что основной наблюдаемой для анализа  $Wtb$  вершины является полное сечение рождения одиночного топ-кварка. Такой тест  $Wtb$  структуры будет первым прямым и независимым от анализа данных по электрослабым взаимодействиям, который проводится на коллайдере LEP. В вершину  $Wtb$  введена правая связь  $(V+A)$  вместе с параметром  $A_r$  и рассчитаны значения сечений для различных параметров  $A_r$  и  $V_{tb}$  элемента матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы. Это дало возможность определить в  $(V_{tb}-A_r)$  плоскости — область чувствительности эксперимента на коллайдере TEVATRON следующего запуска. Ограничения на  $V_{tb}$  и  $A_r$  дадут уникальную информацию о возможном существовании четвертого поколения лептонов.

5. Показана возможность детектирования хиггсовского бозона при энергиях коллайдера TEVATRON. Сделан вывод о том, что выделить сигнал от хиггсовского бозона можно, если масса  $M_{H^0} \leq 100$  ГэВ для  $\sqrt{s} = 2$  ТэВа и  $M_{H^0} \leq 120$  ГэВ для  $\sqrt{s} = 4$  ТэВа. В отличии от предыдущих работ в этом направлении был проделан

детальный анализ конечных четырехфермионных состояний для процессов 2.1, 2.2, 2.11–2.12 и получены следующие результаты. Рассчитаны сечения, сделана симуляция событий и получены различные распределения для сигнала и фона. Был впервые исследован процесс  $q\bar{q} \rightarrow t\bar{b}$  или  $\bar{t}b$  как фон к рождению хиггсовского бозона. Найден оптимальный набор обрезаний для эффективного выделения сигнала рождения хиггсовского бозона и подавления фона.

6. Вычисления, связанные с исследованием аномальных связей кварков и  $W$ - бозонов с фотонами и  $Z$ - бозонами на коллайдере HERA показывают, что изучение сечения, угловых распределений и асимметрий для процесса одиночного рождения струи на коллайдере HERA дает возможность измерить аномальный магнитный момент кварка вплоть до величины  $\kappa \simeq m_q/\Lambda * (5 \div 10)$ . В настоящее время на величину  $\kappa$  не существует реальных экспериментальных ограничений.

7. Впервые был создан Монте-Карло генератор для для полного набора процессов событий рождения и распадов возбужденных кварков для лагранжиана наиболее общего вида, описывающего калибровочные и контактные взаимодействия. Расчеты показывают важную роль контактных взаимодействий для событий рождения возбужденных кварков. Другое интересное свойство контактных взаимодействий заключается в том, что они открывают 3-х частичный канал распада этих кварков, причем парциальная ширина этого распада становится доминирующей для больших масс возбужденных кварков.

8. Исследованы потенциальные возможности будущих  $e^+e^-$ ,  $\gamma e$  и  $\gamma\gamma$  коллайдеров для поиска возбужденных нейтрино. Результатом этих исследований явился основной вывод о преимуществе  $e\gamma$  перед  $e^+e^-$  коллайдерами в поиске событий одиночного рождения возбужденного нейтрино. В отличие от других работ, рассмотрен не только сигнал от возбужденного нейтрино но и рассчитан полный фон к событиям сигнала, что дает ответ на вопрос о возможности детектирования новых частиц.



# Благодарности

Автор хотел бы горячо поблагодарить своего научного руководителя, Э.Э. Бооса за выбор интересной проблемы, постоянное внимание к работе, критические замечания и плодотворное сотрудничество.

Глубокую благодарность я хотел бы выразить всей CompHER группе, особенно М.Н. Дубинину, В.А. Ильину, А. Е. Пухову и С. А. Шичанину, за предоставленную возможность пользоваться им, за помощь в освоении этой системы и многочисленные советы.

Я выражаю свою признательность Ф. Барингеру, Ф. Боуджеме, С. Вилленброку, П. Граннису, А. Джоади, П. Ермолову, Г. В. Жикии, П. Зервасу, А. Клочко, Ю. Ф. Пирогову, К.-П. Юану и многим другим за полезные обсуждения.

Я также очень благодарен DØ коллаборации за гостеприимство во время пребывания в Национальной Лаборатории Имени Ферми. Эта работа была частично поддержана грантом #M9B000 Международного научного Общества и грантом ICFPM и INTAS #93-2492.

Автор искренне признателен В.И. Саврину, а также другим сотрудникам отдела теоретической физики высоких энергий НИИЯФ МГУ за многочисленные ценные советы и постоянную поддержку.



# Литература

- [1] S. Abachi *et al.*, (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **72**, 2138 (1994).
- [2] S. Abachi *et al.*, (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **74**, 2422 (1995).
- [3] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 50, 2966 (1994), and Phys. Rev. Lett. 73, 225 (1994).
- [4] Glashow S.L., 1961, Nucl. Phys. 22, 579
- [5] Weinberg S., 1967, Phys. Rev. Lett., 19, 1264
- [6] Salam A., 1968, in Elementary Particle Theory: Relativistic Group and Analyticity ( Nobel Symposium #8), edited by N.Svartholm, p. 367
- [7] Higgs P. W., 1964, Phys. Rev. Lett. 12, 132
- [8] Bardeen W.A, H.Fritzsch and M. Gellmann, 1973, *in Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics*, edited by R.Gatto (Wiley, New York), p.139
- [9] Gross D.J. and F. Wilczek, Phys. Rev.D 8, 3633;  
Weinberg S., Phys.Rev.Lett 31, 494
- [10] Gross D. J. and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30, 1343
- [11] Politzer H. D., 1973, Phys. Rev. Lett. 30, 1346
- [12] S. J. Brodsky and S. P. Drell, Phys. Rev. D 22 (1980) 2236  
F. K. Renard, Phys. Lett. B 116 (1987) 264
- [13] Torbjörn Sjöstrand, PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual, CERN-TH.6488/92
- [14] E.Boos et.al.,in: '91 Electroweak Interactions and Unified Theories (Proc.of the XXVIth Recontre de Moriond), ed.by J.Tran Than Van, Editions Frontieres, 1991, p.501  
E.Boos et.al.,in: New Computing Techniques in Physics Research II (Proc.of the Second International Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems in High Energy and Nuclear Physics), ed.by D.Perret-Gallix, World Scientific, 1992, p.665
- [15] S.Kawabata. Comp.Phys.Comm.,41 (1986) 127
- [16] S. Abachi *et al.*, (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995).

- [17] F. Abe *et al.*, (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995).
- [18] The LEP Collaborations and the LEP Electroweak Working Group, CERN/PPE/94-187, from presentations at the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow (1994).
- [19] R.D. Peccei, S. Peris and X. Zhang, Nucl. Phys. B349, 305 (1991).
- [20] E. Laenen, J. Smith and W.L. van Neerven, Phys. Lett. B321, 254 (1994).
- [21] G. Bordes and B. van Eijk, Nucl. Phys. B435, 23 (1995).
- [22] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973).
- [23] K. Hikasa *et al.*, (Particle Data Group), Phys. Rev. D 50, 1173 (1994).
- [24] S. Dawson, Nucl. Phys. B249, 42 (1985).
- [25] S.S.D. Willenbrock and D.A. Dicus, Phys. Rev. D 34, 155 (1986).
- [26] S. Dawson and S.S.D. Willenbrock, Nucl. Phys. B284, 449 (1987).
- [27] C.-P. Yuan, Phys. Rev. D 41, 42 (1990).
- [28] T. Moers, R. Priem, D. Rein and H. Reitler, in the Proceedings of the Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 418 (1990).
- [29] G.V. Jikia and S.R. Slabospitsky, Phys. Lett. B295, 136 (1992).
- [30] R.K. Ellis and S. Parke, Phys. Rev. D 46, 3785 (1992).
- [31] G. Bordes and B. van Eijk, Z. Phys. C57, 81 (1993).
- [32] D.O. Carlson and C.-P. Yuan, Phys. Lett. B306, 386 (1993).
- [33] D.O. Carlson and C.-P. Yuan, MSUHEP-40903 (March 1995).
- [34] S. Cortese and R. Petronzio, Phys. Lett. B253, 494 (1991).
- [35] T. Stelzer and S. Willenbrock, DTP/95/40, ILL-(TH)-95-30 (May 1995).
- [36] D.O. Carlson, E. Malkawi and C.-P. Yuan, Phys. Lett. B337, 145 (1994).
- [37] E. Malkawi and C.-P. Yuan, Phys. Rev. D 50, 4462 (1994).
- [38] C.-P. Yuan, Mod. Phys. Lett. A10, 627 (1995).
- [39] M. Katuya, J. Morishita, T. Munehisa and Y. Shimizu, Prog. Theor. Phys. 75, 92 (1986).
- [40] V. Barger and K. Hagiwara, Phys. Rev. D 37, 3320 (1988).
- [41] M. Raidal and R. Vuopionperä, Phys. Lett. B318, 237 (1993).
- [42] O. Panella, G. Pancheri and Y.N. Srivastara, Phys. Lett. B318, 214 (1993).

- [43] K. Hagiwara, M. Tanaka and T. Stelzer, Phys. Lett. B325, 521 (1994).
- [44] S. Ambrosanio and B. Mele, Z. Phys. C63, 63 (1994).
- [45] E. Boos *et al.*, Phys. Lett. B326, 190 (1994).
- [46] N.V. Dokholian and G.V. Jikia, Phys. Lett. B336, 251 (1994).
- [47] G.V. Jikia, Nucl. Phys. B374, 83 (1992).
- [48] E. Yehudai, S. Godfrey and K.A. Peterson, FERMILAB-CONF/93-224, in the Proceedings of the 2nd International Workshop on Physics and Experiments with Linear  $e^+e^-$  Colliders, Hawaii, Vol.2, 568 (1993).
- [49] E. Boos *et al.*, in preparation.
- [50] V.A. Ilyin, D.N. Kovalenko and A.E. Pukhov, INP MSU Preprint-95-2/366, Moscow State University, (1995).
- [51] H.L. Lai *et al.*, Phys. Rev. D 51, 4763 (1995).
- [52] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, RAL-95-021 (February 1995).
- [53] W.A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke and T. Muta, Phys. Rev. D 18, 3998 (1978).
- [54] R.M. Barnett, H.E. Haber and D.E. Soper, Nucl. Phys. B306, 697 (1988).
- [55] F.I. Olness and W.-K. Tung, Nucl. Phys. B308, 813 (1988).
- [56] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15, 438; 675 (1972).  
G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977).
- [57] D. Atwood, A. Aeppli and A. Soni, Phys. Rev. D 69, 2754 (1992).
- [58] C.T. Hill and S.J. Parke, Phys. Rev. D 49, 4454 (1993).
- [59] E. E. Boos, S. A. Shichanin, E. K. Shabalina D0 NOTE 1719, 1993
- [60] A. Stange, W. Marciano and S. Willenbrock, preprint, FERMILAB-PUB-93/142-t, BNL-49447
- [61] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane and C. Quigg, Rev. Mod. Phys. 56 (1984), 579;  
Rev. Mod. Phys. 58 (1985) 1065  
J. Ohnemus and W. J. Stirling, Phys. Rev. D47 (1993) 2722  
H. Baer, B. Baily and J. F. Owens, Phys. Rev. D47 (1993) 2730
- [62] V. Barger, K. Cheung, A. Djouadi, B. A. Kniehl and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D49 (1994) 79;  
E. Boos, M. Sachwitz, H. J. Schreiber and S. Shichanin, Z. Phys. C61 (1994) 675;  
E. Boos, M. Sachwitz, H. J. Schreiber and S. Shichanin, preprint DESY 93-183, Int. Journ. of Mod. Phys. A to be published;  
M. Dubinin, V. Edneral, Y. Kurihara and Y. Shimizu, Phys. Lett. B329 (1994) 379 ;  
E. Boos, M. Sachwitz, H. J. Schreiber and S. Shichanin, preprint DESY 94-091; Z. Phys. to be published

- [63] P. Agrawal and D. Ellis, Phys. Lett. B229 (1989) 145
- [64] V. Barger, A. Stange and R. Phillips, Phys. Rev. D45, (1992) 1484
- [65] J. Ohnemus and J. F. Owens, Phys. Rev. D43 (1991) 3626
- [66] J. Ohnemus, Phys. Rev. D44 (1991) 3477
- [67] E. E. Boos et.al., Proceedings of the XXVIth Rencontre de Moriond, ed. by J. Tran Thanh Van, Editions Frontiers, 1991, p.501  
E. E. Boos et.al., Proceedings of the Second Int. Workshop on Software Engineering, ed. by D. Perret-Gallix, World Scientific, 1992, p.665  
E. E. Boos et.al., KEK preprint 92-47, 1992; Int. Journ of Mod. Phys. C4 (1994)
- [68] HBOOK CERN Programm Library Long Writeup Y250 PM0082
- [69] R. J. Cashmore et al., Phys. Rev. D122, Nos. 5,6 (1985) 275-386
- [70] P. Kwiecinski et al., Rev. Mod. Phys. 56 (1984) 579
- [71] CERN W5051 PDFLIB (1991.08.30) H. Plothow-Besch/CERN-PPE ('User's Manual')
- [72] K.Gaemers, G.Gounaris, Z.Phys. C1 (1979) 259  
K.Hagiwara, K.Hikasa, A.Peccei, D.Zeppenfeld Nucl.Phys. B282 (1987) 253
- [73] Physics at LEP, vol.II, CERN report 86-02, ed. by J.Ellis, R.Peccei, Geneva,1986
- [74] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane, C.Quigg. Rev.Mod.Phys., 56 (1984) 579, erratum 58 (1986) 1065
- [75] E. J. Eichten, K. P. Lane and M. E. Peskin, Phys. Rev. Lett. 50, 811(183)
- [76] J. H. Kuhn and P. M. Zerwas, Phys.Lett. B 147 (1984) 189;  
J. H. Kuhn, H. D. Thoenel and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B 158 (1985) 270.
- [77] N. Cabibbo, L. Maiani and Y. Strivastava, Phys. Lett. B 139 (1984) 459;  
F.M Renard, Phys. Lett. B 126 (1983) 59, B 139 (1984) 449;  
K. Hagiwara, S. Komamiya and D. Zeppenfeld, Z. Phys. C 29 (1988) 265.
- [78] F. M. Renard, Phys. Lett. B 116 (1982) 264
- [79] H.J.Kim and S.Kartik ZN 93-044
- [80] K.Rosenbauer, HERA Workshop proceedings (1991) Vol.3 pg.1503
- [81] T.Kohler, HERA Workshop proceedings (1991) Vol.3 pg. 1526
- [82] U. Baur, M. Spira and P. M. Zerwas Phys.Rev. D42, 85(1990)
- [83] H.Plothow-Besch, CERN program library pool (W999), W5051 PDFLIB.
- [84] Review of particle properties, Phys. Rev. D 50 (1994), p. 1805-1811

- [85] M. Martinez and R. Miquel, Z.Phys. C 46 (1990) 637.
- [86] R. Kleis and P. M. Zerwas, report CERN 87-07, V.2 (1987) 277.
- [87] I. F. Ginsburg et al., Nucl. Instr. and Meth. 205 (1983) 47. I. F. Ginsburg et al., Nucl. Instr. and Meth. 205 (1983) 47.
- [88] I. F. Ginzburg and D. Y. Ivanov, preprint TP 29(183), Russia (1990).
- [89] ALEPH coll., D. Decamp et al., Phys. Lett. B250(1990) 172;  
ALEPH coll., D. Decamp et al., CERN-PPE/91-149.
- [90] F. Boudjema and A. Djouadi, Phys. Lett. B 240 (1990) 485.
- [91] D.L. Borden, D. A. Bauer and D. O. Caldwell, preprint SLAC-PUB-5715 (1982);  
I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin and S. I. Polityko, Proc. Workshop "Physics at VLEPP",  
MSU(1992) Moscow.
- [92] I. F. Ginzburg, G. L. Kotkin and S. I. Polityko, Sov. Yad. Fiz. 40 (1984) 1495.
- [93] F. Boudjema, A. Djouadi and J. L. Kneur, preprint DESY 92-116 (1992).
- [94] И. Ф. Гинзбург и В. Г. Сербо, Труды IV Школы молодых ученых по квантовой  
теории и физики высоких энергий, МГУ 1989.
- [95] Y. Kurihara proc. of VII International Workshop on high energy physics and quantum  
field theory, september 1992,
- [96] A.P. Heinson , A.S.Belyaev and E.E.Boos "Electroweak top quark production at the  
FERMILAB TEVATRON", Preprint MSU-NPI 95-30/394 & UCR/95-17 [?] A.Belyaev,  
E.Boos, L.Dudko "Light and Intermediate Higgs Boson Search at TEVATRON Ener-  
gies", Preprint NPI MSU, N 94-28/350, 1994; MPLA , vol. 10, N 1 (1995) p.25-38
- [97] A.S.Belyaev, E.E.Boos and M.N.Dubinin, "Study of anomalous coupling of quarks and  
gauge bosons at HERA collider, Nuclear physics. Physics of cosmic rays. Astronomy.  
(Program "Universities of Russia"), MSU 1994, p.48-58.
- [98] A. Belyaev, E. Boos, R. Walczak "Excited Quark Production Simulated with PYTHIA  
Using CompHEP Software Package", ZEUS note 93-97, DESY, 1993, 6pp.
- [99] A. Beliaev, E. Boos and A. Pukhov, preprint MPI-ph/92-19, March, 1992.
- [100] A. Beliaev, E. Boos and A. Pukhov proc. of the Conference on computing in high energy  
physics , 21-15 september 1992 Annecy, France .
- [101] A. Beliaev and E. Boos proc. of VII International Workshop on high energy physics and  
quantum field theory, september 1992, Sochi.