

Федеральное государственное бюджетное учреждение “Государственный  
научный центр Российской Федерации – Институт физики высоких энергий”,  
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”

На правах рукописи

**Щукин Андрей Александрович**

**ПОИСК УНИВЕРСАЛЬНЫХ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ D0**

01.04.23 — физика высоких энергий

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

академик РАН,

доктор физико-математических наук

С. П. Денисов

Протвино – 2013

# Содержание

Введение . . . . .	4
1. Стандартная модель . . . . .	8
1.1. Основные положения СМ . . . . .	8
1.2. Недостатки СМ . . . . .	12
1.3. Теории дополнительных измерений . . . . .	13
1.3.1. Большие дополнительные измерения . . . . .	17
1.3.2. Искривленные дополнительные измерения . . . . .	18
1.3.3. Универсальные дополнительные измерения . . . . .	19
1.3.4. Массовый спектр mUED . . . . .	21
2. Коллайдер Tevatron и экспериментальная установка D0 . . . . .	26
2.1. Коллайдер Tevatron . . . . .	26
2.2. Экспериментальная установка D0 . . . . .	27
2.2.1. Координатная система D0 . . . . .	29
2.2.2. Центральная трековая система. SMT-трекер . . . . .	30
2.2.3. Центральная трековая система. CFT-трекер . . . . .	30
2.2.4. Калориметры . . . . .	31
2.2.5. Мюонная система . . . . .	31
2.2.6. Триггерная система . . . . .	35
3. Поиск универсальных дополнительных измерений . . . . .	38
3.1. Использованные данные . . . . .	39
3.2. Моделирование событий искомым и фоновых процессов . . . . .	39
3.3. Предварительный отбор событий . . . . .	43
3.4. Оценка фона от КХД-процессов . . . . .	48

3.5.	Окончательный отбор событий. Переменные для мульти- вариационного анализа. . . . .	55
3.6.	Выделение сигнала . . . . .	57
3.7.	Систематические погрешности . . . . .	71
3.8.	Результаты поиска процессов, связанных с универсальны- ми дополнительными измерениями . . . . .	73
	Заключение . . . . .	75
	<b>Литература</b> . . . . .	<b>77</b>

## Введение

Основной задачей физики высоких энергий является поиск фундаментальных частиц, взаимодействие между которыми должно объяснять все многообразие процессов и явлений во Вселенной. За последние десятилетия в этом направлении совершен грандиозный прорыв – создана квантово-полевая теория – Стандартная Модель (СМ), описывающая чрезвычайно широкую совокупность явлений субъядерного мира. Заметим, что большинство фундаментальных частиц не было известно до последнего времени. Более того, некоторые из них – кварки и глюоны – в нашем мире вообще не существуют в свободном состоянии. Это означает, что, например, кварки нельзя просто зарегистрировать как изолированные частицы в детекторе. Всесторонние экспериментальные проверки СМ на ускорителях и коллайдерах не выявили серьезных разногласий с предсказаниями СМ. Однако, есть основания полагать, и об этом будет сказано ниже, что СМ не является по ряду причин вполне удовлетворительной, и должна существовать более общая теория, объясняющая, например, асимметрию вещества и антивещества во Вселенной. В связи с этим неудивительно, что уже давно начали предприниматься попытки расширить СМ путем введения дополнительных гипотез. Одним из таких расширений является модель универсальных дополнительных измерений (UED - от англ. Universal Extra Dimensions). Согласно этой модели существует одно или несколько дополнительных измерений и все частицы и поля „живут“ во всех этих  $4 + n$  измерениях. В значительной степени модель UED опирается на теорию Калуцы и Клейна (КК) и является ее развитием. Каждой частице СМ сопоставляется соответствующая башня КК-состояний. В силу сохранения КК-четности, КК-состояния могут рождаться только парами, а легчайшая КК-частица является стабильной. Нетрудно заме-

титель сходство UED с другим расширением СМ - суперсимметрией, где каждой частице СМ сопоставляется суперсимметричный партнер и сохраняется R-четность.

**Целью диссертационной работы** является поиск КК-частиц в  $p\bar{p}$  взаимодействиях при энергии 1.96 ТэВ в с.ц.м. на коллайдере Tevatron на установке D0 с целью получить ответ на вопрос, существуют ли дополнительные к известным измерения.

#### **Автор защищает:**

- разработанные методы поиска КК-частиц в событиях, содержащих два мюона одного знака, на экспериментальных данных установки D0;
- разработанные методики оценки фона от процессов КХД из экспериментальных данных;
- созданное в окружении D0 программное обеспечение для отбора событий и моделирования фоновых процессов, входящее в пакет `pr_lsdimuon`;
- созданное программное обеспечение для мониторингования характеристик мюонной системы установки D0;
- результаты поиска дополнительных измерений на статистике, набранной в эксперименте D0.

#### **Актуальность работы**

Физические результаты, полученные в эксперименте D0, представляют большой научный интерес. Поиски новых частиц и явлений с целью проверки СМ являются актуальной и важной задачей современной физики частиц. К ним

относится и проведенный в диссертационной работе поиск дополнительных измерений с использованием самых современных средств анализа экспериментальных данных и моделирования фоновых процессов.

### **Научная новизна**

Данная работа является первым прямым поиском КК-частиц в рамках модели с минимальным количеством дополнительных измерений (mUED).

### **Практическая ценность**

Полученные физические результаты по поиску дополнительных измерений и разработанные методы идентификации КК-частиц и моделирования фона могут быть использованы при планировании и проведении аналогичных исследований на установках ЛНС.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

В первой главе кратко описана СМ, отмечены ее недостатки и рассмотрены возможности расширения СМ за счет введения дополнительных пространственных измерений. В ней представлены наиболее популярные модели с дополнительными измерениями.

Вторая глава содержит краткое описание коллайдера Tevatron и экспериментальной установки D0. Рассмотрены основные детекторы установки и приведены их характеристики. Особое внимание уделено мюонной системе.

В третьей главе подробно рассмотрены критерии отбора событий с образованием КК-частиц и использованные при этом переменные. Описаны методы моделирования искомым и фоновых событий.

В заключении сформулированы основные результаты выполненной работы.

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в [1], [2], [3],

доложены автором на III и V Черенковских чтениях [4], [5] и на международной конференции Supersymmetry 2011 [6]. Методы калибровок и мониторинга мюонной системы в эксперименте D0 опубликованы в [2] и [7].

# 1. Стандартная модель

## 1.1. Основные положения СМ

Стандартная модель описывает элементарные частицы, взаимодействия между ними и представляет собой объединение теорий электрослабых взаимодействий и квантовой хромодинамики. СМ оперирует с двумя классами частиц: фермионами и бозонами.

Фермионы обладают полуцелым спином и подчиняются статистике Ферми-Дирака. В их число входят лептоны и кварки. 6 лептонов объединены в три поколения с заряженным лептоном и соответствующим ему нейтрино в каждом. 6 кварков сгруппированы в три поколения (дублеты). Кварки несут дробный электрический заряд. Кроме того, каждый из кварков обладает цветом, принимающим одно из трех возможных значений и изотопическим спином. Свойства фермионов представлены в таблице 1.

Каждый фермион имеет соответствующую античастицу. Таким образом, с учетом трех различных цветовых состояний кварков, всего в СМ насчитывается 48 фермионов. Фермионы составляют видимую часть материи Вселенной. Так, например, комбинации типа кварк-антикварк формируют мезоны, а трехкварковые комбинации - барионы. В СМ рассматриваются три вида взаимодействий между частицами: электромагнитное, слабое и сильное. Все три типа взаимодействий возникают как следствие постулата, что наш мир симметричен относительно трёх типов калибровочных преобразований. Частицами-переносчиками взаимодействий являются:

- восемь глюонов для сильного взаимодействия (группа симметрии  $SU(3)$ ),
- три тяжелых калибровочных бозона ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ) для слабого взаимо-



Таблица 1. Свойства фермионов

Поколение	Частица	Название	Масса	Заряд
<i>Лептоны</i>				
1	$e$	Электрон	0.511 МэВ	-1
	$\nu_e$	Электронное нейтрино	<3 эВ	0
2	$\mu$	Мюон	106 МэВ	-1
	$\nu_\mu$	Мюонное нейтрино	<0.19 МэВ	0
3	$\tau$	Тау-лептон	1777 МэВ	-1
	$\nu_\tau$	Тау-нейтрино	<18.2 МэВ	0
<i>Кварки</i>				
1	$d$	Нижний	7.5 МэВ	-1/3
	$u$	Верхний	4.2 МэВ	2/3
2	$s$	Странный	150 МэВ	-1/3
	$c$	Очарованный	1.1 ГэВ	2/3
3	$b$	Прелестный	4.2 ГэВ	-1/3
	$t$	Истинный	174 ГэВ	2/3

действия (группа симметрии  $SU(2)$ ),

- один фотон для электромагнитного взаимодействия (группа симметрии  $U(1)$ ).

Фотоны и глюоны — безмассовые нейтральные частицы. Слабые  $W$ – и  $Z$ -бозоны обладают массой  $80.4 \text{ ГэВ}/c^2$  и  $91.2 \text{ ГэВ}/c^2$ . В отличие от электромагнитного и сильного, слабое взаимодействие может смешивать фермионы из разных поколений, что приводит к нестабильности всех частиц, за исключением легчайших, и к таким эффектам, как нарушение  $CP$ -инвариантности (т.е. инвариантности процессов в природе относительно зеркального отражения системы координат с одновременной заменой частицы на античастицу) и нейтринные осцилляции.

В силу специфики сильного взаимодействия кварки не могут наблюдаться в свободном состоянии, а объединяются в адроны — мезоны и барионы (см. выше). Составляющая спина в направлении движения частицы определяет ее спиральность. Для частиц с нулевой массой или для частиц, движущихся со скоростью близкой к скорости света, спиральность идентична такой характеристике поля как киральность. Электрослабое взаимодействие действует по-разному на фермионы с положительной (правосторонней) и отрицательной (левосторонней) киральностью. Кварки и лептоны в левостороннем состоянии объединены в слабые  $SU(2)$  дублеты, а фермионы в правостороннем состоянии — синглеты.

Все взаимодействия между кварками и лептонами описываются лагранжианом Стандартной Модели, в котором фермионные поля связаны с калибровочными бозонами. Уравнение (1) показывает соответствующие части

$SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  лагранжиана для первого поколения фермионов [8]:

$$\begin{aligned}
L = & e \sum_{f=\nu,e,u,d} Q_f (\bar{f} \gamma^\mu f) A_\mu + \\
& + \frac{g_2}{\cos\theta_w} \sum_{f=\nu,e,u,d} \{ (\bar{f}_L \gamma^\mu f_L) [T_f^3 - Q_f \sin^2\theta_w] + (\bar{f}_R \gamma^\mu + f_R) [-Q_f \sin^2\theta_w] \} Z_\mu + \\
& + \frac{g_2}{\sqrt{2}} [ \{ (\bar{u}_L \gamma^\mu d'_L) + (\bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L) \} W_\mu^+ + \{ (\bar{d}'_L \gamma^\mu u_L) + (\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L) \} W_\mu^- ] + \\
& + \frac{g_3}{2} \sum q = u, d (\bar{q}_\alpha \gamma^\mu \lambda_{\alpha\beta}^a q_\beta) G_\mu^a, \tag{1}
\end{aligned}$$

где первое слагаемое отражает электромагнитное взаимодействие, второе и третье — электрослабое взаимодействие посредством нейтральных и заряженных токов соответственно, четвертое — сильное.  $e$  и  $g_2$  связаны соотношением  $e = g_2 \sin\theta_w$ , где  $\theta_w$  — угол Вайнберга. Полагая  $\hbar = c = 1$ , можно записать величины констант связи в натуральных единицах:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137}, \alpha_w = \frac{g_2^2}{4\pi} = \frac{\sqrt{2} G_F M_W^2}{\pi} \simeq \frac{1}{30}, \alpha_s = \frac{g_3^2}{4\pi} \simeq 0.3, \tag{2}$$

здесь  $e$  — заряд электрона,  $G_F$  — константа Ферми,  $M_W$  — масса  $W$ -бозона.

В СМ лептоны и кварки группируются в левоспиральные дублеты - поколения:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \\
\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L .$$

Заряженные токи в лептонных процессах получаются при движении по столбцам. Переходов между поколениями лептонов до сих пор не наблюдалось, что зафиксировано в законе сохранения лептонных зарядов  $L_e, L_\mu, L_\tau$ . Константы этих слабых процессов одинаковы или пока не различимы. Заряженные токи в процессах с кварками возможны не только при движении по столбцам, но и

между поколениями, т.е. слабое взаимодействие смешивает кварки. Смешивание трех поколений кварков описывается матрицей Кабиббо-Кобаяши-Маскавы [9],[10]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad (3)$$

в которой матричные элементы зависят от четырех параметров СМ.

## 1.2. Недостатки СМ

На настоящий момент СМ весьма успешно используется для описания большого количества экспериментальных данных. Согласие между предсказаниями СМ и результатами экспериментов иногда достигает сотых долей процента. Большое число поисковых экспериментов до сих пор не выявило физических явлений за пределами СМ. Однако, эта модель не лишена недостатков. Ниже перечислены основные из них:

- СМ не описывает явления, связанные с гравитацией;
- СМ не объясняет, почему существует именно три поколения кварков и лептонов;
- СМ не предсказывает массы фундаментальных частиц. Она, например, не объясняет, почему масса  $t$ -кварка составляет около  $173.5 \text{ ГэВ}/c^2$ , а масса его изоспинового партнера,  $b$ -кварка — всего  $4.1 \text{ ГэВ}/c^2$ ;
- СМ не решает проблемы иерархии, а именно — большую разницу между масштабом Планка и электрослабым масштабом;

- СМ не объясняет ряда астрофизических наблюдений, в частности асимметрии Вселенной относительно материи и антиматерии.

Эти и другие недостатки СМ дают основание полагать, что СМ является лишь низкоэнергетическим приближением другой, более общей теории. Поиски такой теории ведутся на протяжении многих десятилетий. Среди наиболее популярных расширений СМ следует упомянуть суперсимметрию, теорию дополнительных измерений, теории великого объединения, техницвет. В моделях с дополнительными пространственными измерениями (многомерных моделях), в частности, предлагается решение проблемы иерархии, которое заключается в том, чтобы понизить значение верхнего предела с планковских энергий до гораздо меньшего энергетического масштаба и приблизить его к электрослабому.

### 1.3. Теории дополнительных измерений

Число измерений является мерой числа степеней свободы движения в пространстве или, другими словами — числом координат, необходимых для полного описания положения объекта в пространстве. Наш опыт говорит нам, что мы живем в трехмерном пространстве, а четвертым измерением служит время. Кроме того, законы обратных квадратов, описывающие гравитационное и электрические взаимодействия, также являются доказательством трехмерности пространства. Однако, дополнительные измерения не только возможны, но и могут решить ряд проблем, имеющихся в современном описании четырехмерного мира. В частности, теория струн, объединяющая гравитацию и калибровочные теории, требует шесть или семь дополнительных измерений. Более того, дополнительные измерения не обязательно должны быть очень малыми — в некоторых сценариях, согласующихся с нашими текущими наблюдениями, они могут достигать 1 мм. Идеи о существовании дополнительных измерений бы-

ли предложены в начале XX века и получили развитие в целом ряде теорий, расширяющих СМ. Особый вклад в развитие этого направления внесла теория гравитации Калуцы-Клейна [11]. В рамках этой модели предполагается объединение гравитации и электромагнетизма. Размер дополнительного измерения в этой модели близок к планковской длине.

В специальной теории относительности Эйнштейна время  $t$  рассматривается как четвертое измерение и совместно с пространственными измерениями образует систему координат  $x^\mu$ , где  $\mu = 0, 1, 2, 3$ . В общей теории относительности Эйнштейна вводится гравитационное поле с двумя индексами  $g_{\mu\nu}(x)$  ( $\nu = 0, 1, 2, 3, 4$ ). В четырехмерном пространстве инфинитезимальное расстояние (метрика) между двумя точками описывается формулой:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu. \quad (4)$$

Вдохновленные максвелловским объединением электричества и магнетизма, Нордстрём в 1914 и Калуца в 1921 годах независимо предложили способ объединения электромагнетизма и гравитации с помощью введения дополнительного пятого измерения [12]. Калуца применил эйнштейновскую теорию гравитации к пятимерному пространственно-временному многообразию. Запостулированная пятая координата вместе с первыми четырьмя образует пятимерную координату  $x^M$  ( $M = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ ). Таким образом, в пятимерном пространстве расстояние определяется как

$$d\hat{s}^2 = \hat{g}_{MN}(x)dx^M dx^N, \quad (5)$$

где

$$\hat{g}_{MN} = \begin{pmatrix} g_{\mu\nu} + \kappa^2 \phi^2 A_\mu A_\nu & \kappa \phi^2 A_\mu \\ \kappa \phi^2 A_\nu & \phi^2 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

В формуле 6  $g_{\mu\nu}$  — эйнштейновское гравитационное поле,  $A_\mu$  — максвелловское электромагнитное поле,  $\phi$  — скалярное поле,  $\kappa \equiv 4\sqrt{\pi G_N}$ , где  $G_N$  — гравитационная постоянная четырехмерного пространства. Нордстрём и Калуца полагали, что все производные по пятой координате равны нулю, т.е. метрические коэффициенты  $G_{MN}$  не зависят от  $x^4$  — условие цилиндричности. Отсюда следует, что все физические явления, наблюдаемые нами в природе, зависят только от четырех координат, а пятое измерение пока не наблюдается.

В 1926 году Клейн применил теорию Калуцы к квантовой теории. Он показал, что условие цилиндричности Калуцы может быть вполне естественным, если пятая координата — длиноподобна и имеет два свойства: круговую топологию ( $S^1$ ) и масштаб компактификации [13]. В этом случае топология пространства есть произведение четырехмерного пространства и окружности  $R^4 \times S^1$ . Другими словами, каждая точка в нашем четырехмерном пространстве представляет собой мельчайшую окружность в пятимерном. Благодаря круговой топологии пятой координаты, любое пятимерное физическое поле  $f(x, y)$  становится периодическим:  $f(x, y) = f(x, y + 2\pi R)$ , здесь  $x$  — координата в  $R^4$  пространстве,  $y$  — координата в  $S^1$  измерении, а  $R$  — радиус пятого измерения. Таким образом, все поля могут быть разложены в ряд Фурье вдоль  $S^1$ :

$$g_{\mu\nu}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} e^{in\frac{y}{R}} g_{\mu\nu}^{(n)}(x), \quad (7)$$

$$g_{\mu\nu}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} e^{in\frac{y}{R}} A_\mu^{(n)}(x), \quad (8)$$

$$g_{\mu\nu}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n \in \mathbb{Z}} e^{in\frac{y}{R}} \phi^{(n)}(x). \quad (9)$$

Тогда действие пятимерного квантового поля Клейна-Гордона  $\phi(x, y)$  мас-

сы  $m_0$  можно записать как

$$S = \int d^4x \left\{ \sum_n \delta_\mu \phi^{(n)}(x) * \delta^\mu \phi^{(n)}(x) - \sum_n \left[ m_0^2 + \frac{n^2}{R^2} \phi^{(n)}(x) * \phi^{(n)}(x) \right] \right\}. \quad (10)$$

Видно, что эффективное четырехмерное действие, соответствующее пятимерному действию массы  $m_0$ , есть бесконечная башня четырехмерных полей Клейна-Гордона с массами:

$$m_n^2 = m_0^2 + \frac{n^2}{R^2}, \quad (11)$$

где целое  $n$  — число Калуцы-Клейна. Импульс частицы в пятом измерении квантуется в единицах  $1/R$ . Тогда уравнение 11 эквивалентно  $m_n^2 = m_0^2 + p_5^2$ , где  $p_5$  — импульс в пятом измерении. Появление пятого измерения приводит к возбужденным состояниям бесконечной башни Калуцы-Клейна (КК). Возбуждения более высоких порядков соответствуют модам с большими импульсами в дополнительном измерении и, соответственно, с большими массами в нашем четырехмерном пространстве.

В теории Калуцы-Клейна пятое измерение компактно и однородно. Все взаимодействия и частицы распространяются в это измерение. Компактность пятого измерения гарантирует, что импульс в пятом измерении даже для первой КК-моды ( $n = 1$ ) будет слишком велик, чтобы наблюдать его. Отсюда следует, что только моды  $n = 0$  могут быть наблюдаемы при энергиях порядка ТэВ. Однако, в конце 1990 годов теоретики стали рассматривать и те гипотезы, когда масштаб Планка ( $10^{19}$  ГэВ) не является фундаментальным гравитационным масштабом и размер дополнительных измерений значительно больше планковской длины  $10^{-35}$  м. Такие изыскания привели к появлению целого ряда теорий, расширяющих Стандартную Модель.



### 1.3.1. Большие дополнительные измерения

Теория больших дополнительных измерений была предложена Аркани-Хамедом, Димопулосом и Двали и известна как ADD модель [14]. В этой модели для гравитонов по-прежнему работает модель Калуцы-Клейна, но дополнительные измерения не обязаны быть микроскопическими. Согласно ADD модели, столь большая разница между гравитационным и электрослабым масштабами взаимодействий обусловлена геометрическим подавлением гравитации на фактор пропорциональный объему дополнительных измерений:

$$M_{Planck}^2 = M_*^{n+2} R^n, \quad (12)$$

где  $M_{Planck}$  — масштаб Планка ( $\sim 10^{19}$  ГэВ),  $M_*$  — фундаментальный гравитационный масштаб, или масштаб Планка в дополнительных измерениях,  $R$  — размер дополнительных измерений,  $n$  — число дополнительных измерений. В изначальной ADD модели  $n = 2$ , но в последствии появилось несколько расширений модели, где  $n$  достигает 6.

Ньютоновский гравитационный потенциал убывает пропорционально  $1/r$ . Дополнительные измерения ослабляют этот потенциал пропорционально  $1/r^{n+1}$  при  $r < R$  ввиду того, что гравитация распространяется в дополнительные измерения. В ADD модели масштаб  $M_*$  составляет порядка 1 ТэВ. Для сценария  $n = 1$  уравнение 12 дает  $R \approx 10^{13}$  м. Этот сценарий исключается, т.к. при таких больших масштабах нарушений закона Ньютона не наблюдается. Для случаев  $n \geq 2$   $R$  получается равным примерно 1 мм, и такие сценарии не могут быть исключены, т.к. не представляется возможным проверить законы гравитации на расстояниях меньше 1 мм. Таким образом, наблюдаемый разрыв между гравитационным и электрослабым взаимодействиями объясняется немикроскопическими размерами дополнительных измерений. Следствием существования таких

больших дополнительных измерений является существование башни КК-мод гравитона. Гравитон нулевой КК-моды - стандартный безмассовый гравитон четырехмерного пространства, а более высокие КК-моды - массивные частицы со спином, равным 2. Эти частицы могут испускаться совместно с калибровочными бозонами СМ и быть зарегистрированными в экспериментах на Тэватроне и ЛНС.

### 1.3.2. Искривленные дополнительные измерения

Искривленные дополнительные измерения - модель, предложенная Рэндалл и Сандрумом (RS-модель) [15]. В этом сценарии существует одно дополнительное пространственное измерение, и пятимерная геометрия искривлена бранами. В RS-модели пятое измерение  $y$  — линейный интервал  $y \in [0, 1]$  с планковской браной на одном конце ( $y = 0$ ) и „ТэВной“ браной на другом конце ( $y = 1$ ). Предполагается, что частицы СМ существуют на „ТэВной“ бране. Пятимерный линейный элемент есть:

$$ds^2 = a^2(y)\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + b^2 dy^2, \quad (13)$$

где  $a(y) = e^{-kby}$  — фактор искривления,  $b$  — размер пятого измерения, а  $k$  определяется через пятимерную космологическую константу  $\Lambda$  и пятимерный гравитационный масштаб  $M$ :  $k = (-\Lambda/6M^3)(1/2)$ . Масштаб  $M$  связан с планковским масштабом как

$$M_{Planck}^2 = \frac{M^3}{k}(1 - e^{-2kb}). \quad (14)$$

Авторы теории искривленных дополнительных измерений полагают, что планковская брана имеет положительное натяжение  $\sigma$ , а „ТэВная“ брана - отрицательное  $-\sigma$ . Под натяжением здесь подразумевается плотность четырехмер-

ной энергии. Частицы на планковской бране имеют массы порядка планковских, а частицы на „ТэВной“ бране имеют массы, подавленные фактором искривления  $e^{-kb}$ . Если подобрать  $b$  так, чтобы  $kb \sim 36$ , то массы частиц на „ТэВной“ бране будут масштаба ТэВ, независимо от значений других параметров ( $\Lambda$ ,  $\sigma$ ,  $k$  и  $M$  могут быть порядка  $M_{Planck}$ ). Подобно ADD-модели, феноменология RS-модели приводит к появлению массивных КК-мод гравитона.

### 1.3.3. Универсальные дополнительные измерения

Универсальные дополнительные измерения - модель, предложенная Аппельквистом, Ченгом и Добреску - ACD (или UED) модель [16]. Согласно этой теории все поля СМ распространяются в дополнительные измерения. Дополнительные измерения компактифицированы в размеры порядка  $R \sim \text{ТэВ}^{-1}$ . В отличие от ADD и RS теорий, в UED сценарии каждая частица СМ имеет тяжелого КК-партнера, подобно минимальной суперсимметричной модели (MSSM). Кроме того, UED не создавалась для решения проблемы иерархии. Наоборот, она изначально предлагалась как модель с нарушением электрослабой симметрии.

Наиболее интенсивно UED модель изучалась для случаев с одним и двумя дополнительными измерениями. Самой привлекательной особенностью сценария с одним дополнительным измерением (минимальные дополнительные измерения — mUED) является то, что модель становится достаточно предсказуемой, если предположить, что все граничные условия исчезают при некоторой пороговой энергии  $\Lambda > R^{-1}$ . Еще одной интересной особенностью является то, что в mUED сценарии легчайшая КК-частица стабильна, что делает ее хорошим кандидатом на роль темной материи. С другой стороны, UED сценарий с двумя дополнительными измерениями может объяснить число поколений фермионов,

стабильность протона, нейтринные осцилляции и обеспечить объединение с гравитацией.

В mUED дополнительное измерение компактифицировано на  $S^1/Z_2$  орбиобразии, где  $Z_2$  - симметрия отражения  $y \rightarrow -y$ . Ниже будут рассмотрены граничные условия на  $S^1/Z_2$  орбиобразии, а затем — радиационные поправки массового спектра КК-частиц. Далее использованы следующие обозначения: прописные буквы — SU(2) дублеты, строчные буквы — SU(2) синглеты, нижний индекс  $n$  — порядковый номер КК-моды, нижний индекс  $L$  — левосторонний, нижний индекс  $R$  — правосторонний.

Рассмотрим распространение КК-мод для скаляра, вектора и спинора в пяти измерениях, где пятое измерение компактифицировано в  $S^1/Z_2$  орбиобразии. Пятимерное скалярное поле  $\phi$  в  $S^1/Z_2$  орбиобразии четно или нечетно по  $\mathcal{P}_5 : y \rightarrow -y$ :

$$\left. \begin{array}{l} \partial_5 \phi_+ = 0 \\ \phi_- = 0 \end{array} \right\} \text{ при } y = 0, \pi R. \quad (15)$$

Соответствующие КК-распространения:

$$\begin{aligned} \phi_+(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \phi_+^{(0)}(x) + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \phi_+^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R}, \\ \phi_-(x, y) &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \phi_-^{(n)}(x) \sin \frac{ny}{R}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для пятимерного векторного поля  $A^M$  на  $S^1/Z_2$  орбиобразии первые четыре компонента четные по  $\mathcal{P}_5$  ( $\mathcal{P}_5 : y \rightarrow -y$ ), тогда как пятый компонент  $A^5$  нечетен ( $A^\mu \rightarrow A^\mu, A^5 \rightarrow -A^5$  для  $\mathcal{P}_5 : y \rightarrow -y$ )

$$\left. \begin{array}{l} \partial_5 A^\mu = 0 \\ A^5 = 0 \end{array} \right\} \text{ при } y = 0, \pi R, \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
A_\mu(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} A_\mu^{(0)}(x) + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} A_\mu^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R}, \\
A_5(x, y) &= \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} A_5^{(n)}(x) \sin \frac{ny}{R}.
\end{aligned} \tag{18}$$

Рассмотрим пятимерный спинор Дирака  $\psi = \psi_L + \psi_R$ . Граничные условия орбиобразия это

$$\left. \begin{aligned} \partial_5 \psi_{+R} &= 0 \\ \psi_{+L} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ при } y = 0, \pi R \tag{19}$$

или

$$\left. \begin{aligned} \partial_5 \psi_{-L} &= 0 \\ \psi_{-R} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{ при } y = 0, \pi R. \tag{20}$$

Соответствующее КК-расширение есть:

$$\begin{aligned}
\psi_+(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \psi_R^{(0)}(x) + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} (\psi_R^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R} + \psi_L^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R}), \\
\psi_-(x, y) &= \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \psi_L^{(0)}(x) + \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} (\psi_L^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R} + \psi_R^{(n)}(x) \cos \frac{ny}{R}).
\end{aligned} \tag{21}$$

Уравнение 21 показывает, что нулевая мода является либо левосторонней, либо правосторонней, а высшие моды одновременно содержат левую и правую киральности.

### 1.3.4. Массовый спектр mUED

Массовый спектр  $n$ -ой КК-моды удовлетворяет уравнению:

$$m_n^2 = m_0^2 + \frac{n^2}{R^2}, \tag{22}$$

где  $R$  - радиус компактного измерения,  $m_0$  - масса нулевой моды (моды СМ), а  $n$  — число КК. Массовый спектр для первой КК-моды показан на рис. 1

Наиболее значительный вклад в расщепление массового спектра дают радиационные петлевые поправки, которые включают в себя граничные члены и члены внешнего большого объема („bulk“). „Bulk“ члены — это радиационные поправки, возникающие из-за полей, распространяющихся вдоль пятого измерения. Эти поправки к КК-массе пропорциональны  $k/16\pi^4 R^2$ , где  $k$  - вклад КК полей внутри петли. Отсюда возникает вырожденность КК-массы.

Граничные члены поправок — это петлевые эффекты, которые сосредоточены в конкретных точках  $S_1/Z_2$  орбиобразия, и которые логарифмически расходятся. Поэтому необходимо вводить пороговый масштаб  $\Lambda$ , полагая, что граничные члены пренебрежимо малы при  $\Lambda > R^{-1}$ . Граничные поправки пропорциональны  $m_n(k/16\pi^2)\ln(\Lambda^2/\mu^2)$  [17], где  $\mu$  — масштаб энергии, при которой

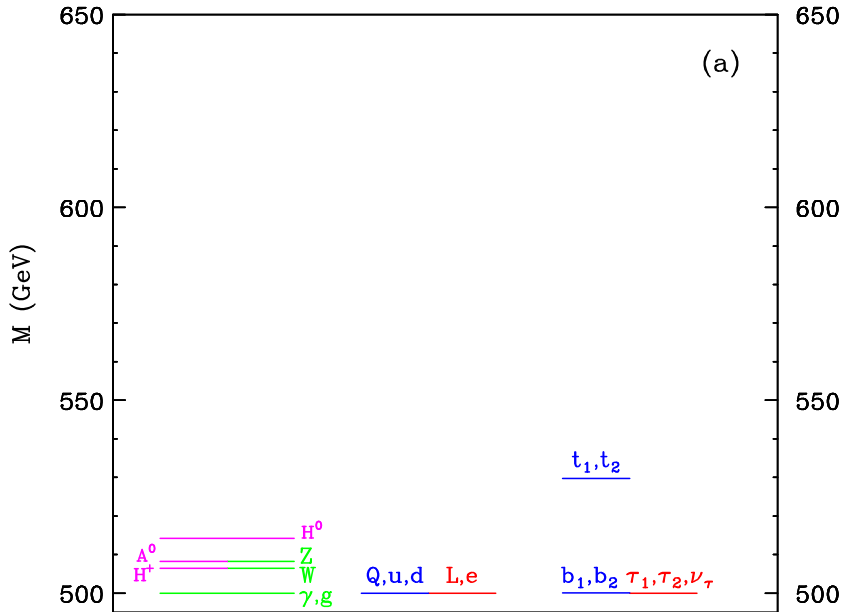


Рисунок 1. Спектр mUED масс для первой КК моды ( $n = 1$ ),  $R^{-1} = 500$  ГэВ,  $\Lambda R = 20$  и  $m_H = 120$  ГэВ [17].

вычисляются поправки. Таким образом, вырожденность КК массы еще более усиливается.

Полагая, что все граничные условия исчезают при некоторой энергии  $\Lambda > R^{-1}$ , mUED модель имеет три свободных параметра:  $R$ ,  $\Lambda$ ,  $m_H$ , где  $m_H$  - масса бозона Хиггса в Стандартной Модели.

Нарушение электрослабой симметрии приводит к смешиванию состояний и непренебрежимому вкладу некоторых полей в массовый спектр. Этот эффект важен для КК-мод  $t$ -кварка, бозона Хиггса, фотона и  $Z$ -бозона. В работе [17] вычисляются несколько первых уровней угла смешивания Вайнберга  $\theta_n$  в зависимости от  $R^{-1}$  при фиксированном  $\Lambda R$  (рис. 2), и в зависимости от  $\Lambda R$  при фиксированном  $R^{-1}$  (рис. 3). Упомянутый угол смешивания отличен от угла смешивания Вайнберга в СМ, т.к. в данном случае вводятся радиационные поправки на массы калибровочных бозонов.

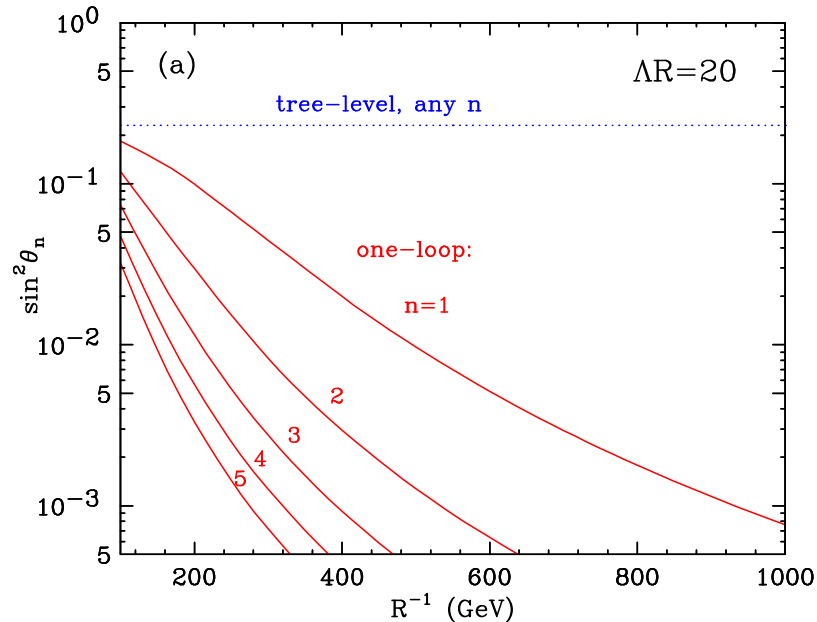


Рисунок 2. Первые несколько уровней угла смешивания Вайнберга  $\theta_n$  в зависимости от  $R^{-1}$  при  $\Lambda R = 20$ .

Массовый спектр mUED, вычисленный с учетом однопетлевых поправок для  $n = 1$ , показан на рис. 4.

Зависимость расщепления КК-масс от пороговой энергии  $\Lambda$  показана на рис. 5.

Таким образом, радиационные поправки дают следующую иерархию массового КК-спектра:  $m_{g_n} > m_{Q_n} > m_{q_n} > m_{W_n} > m_{Z_n} > m_{L_n} > m_{l_n} > m_{\gamma_n}$ , а  $\gamma_1$  — продукт смешивания первой моды  $B_1$  и первой моды  $W_1^0$  — легчайшая КК частица. Отметим, что КК- $W$  и КК- $Z$  виртуально вырождены по массе, и что  $m_W, m_Z < m_q, m_Q$ , а это означает, что КК- $W$  и КК- $Z$  могут иметь только лептонные моды распада. Лептонные конечные состояния распадов делают поиск КК-частиц относительно простым и прозрачным.

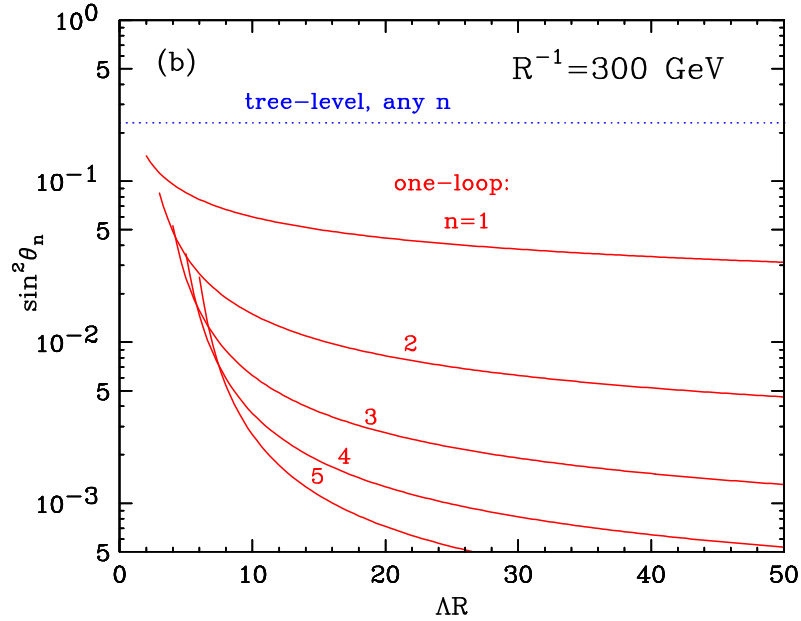


Рисунок 3. Первые несколько уровней угла смешивания Вайнберга  $\theta_n$  в зависимости от  $\Lambda R$  при  $R^{-1} = 300$  ГэВ.



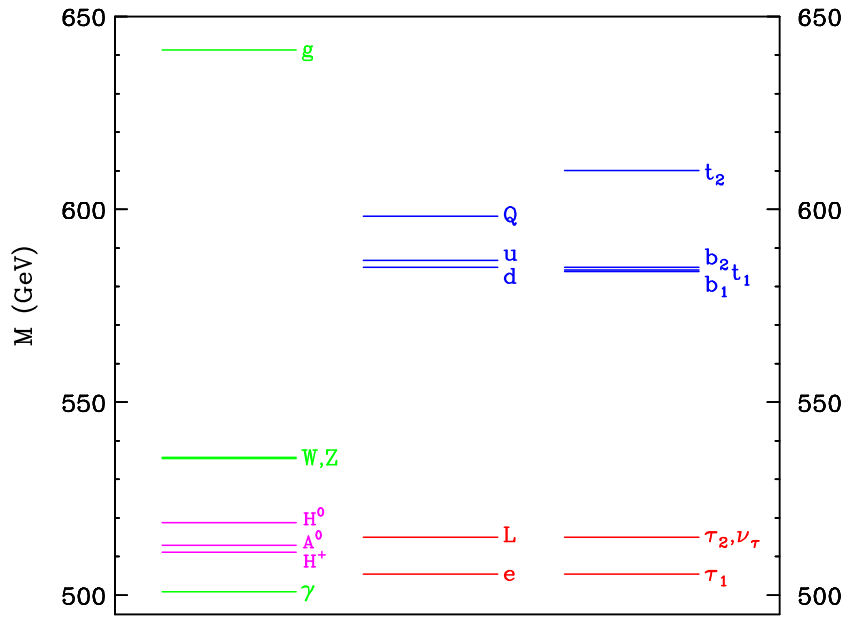


Рисунок 4. Спектр mUED масс для первой КК моды ( $n = 1$ ),  $R^{-1} = 500$  ГэВ,  $\Lambda R = 20$  и  $m_H = 120$  ГэВ с учетом однопетлевых поправок.

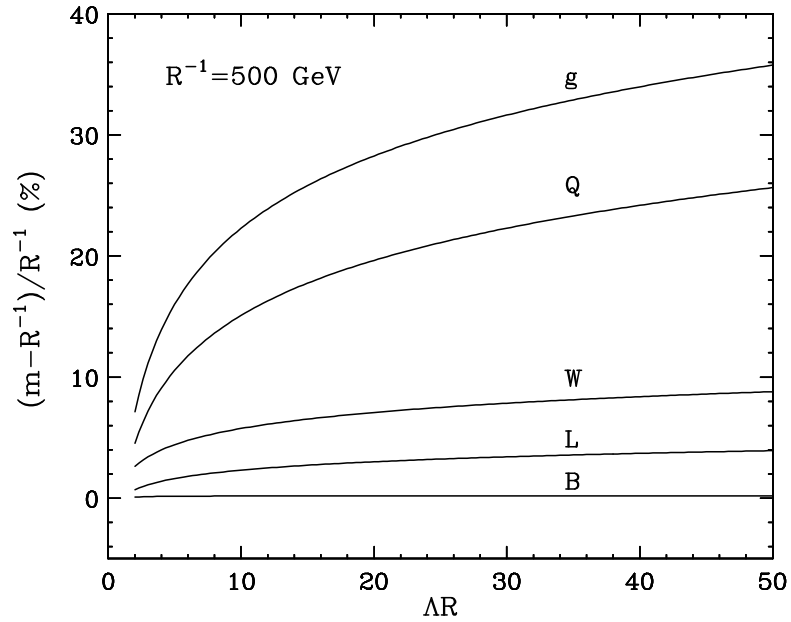


Рисунок 5. Радиационные поправки к массовому спектру первой КК-моды в зависимости от  $\Lambda R$  при  $R^{-1} = 500$  ГэВ [18].

## 2. Коллайдер Tevatron и экспериментальная установка D0

Коллайдер Tevatron, расположенный в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (Батавия, США) — большой кольцевой ускоритель пучков протонов и антипротонов, сталкивающихся друг с другом в точке взаимодействия. Энергия каждого из пучков составляет 0.98 ТэВ. На коллайдере выделены две точки взаимодействия, на которых расположены два крупнейших многоцелевых детектора — D0 и CDF. Ниже приводится краткое описание коллайдера Tevatron и экспериментальной установки D0.

### 2.1. Коллайдер Tevatron

В коллайдере Tevatron сталкивались пучки протонов и антипротонов, обеспечивая энергию в системе центра масс 1.96 ТэВ. Процесс ускорения частиц в коллайдере состоит из нескольких стадий, которые детально изложены [19].

Ускорение протонов начинается с пучка  $H^-$ -ионов в ускорителе типа Кокрофт-Уолтон, где они разгоняются до энергии 750 кэВ. Затем протоны направляются в линейный ускоритель Linac, где их энергия увеличивается до 400 МэВ. Электроны удаляются из пучка с помощью графитовой фольги, тем самым на выходе получается чистый пучок протонов. В кольце бустера протоны ускоряются до 8 ГэВ и направляются в основной инжектор, в котором протоны разгоняются до энергии 150 ГэВ. В основном инжекторе протоны группируются в сгустки (банчи) и затем транспортируются в кольцо коллайдера Tevatron, где их энергия увеличивается до 980 ГэВ.

Антипротоны получают путем наведения пучка протонов с энергией 120 ГэВ на медно-никелевую мишень. Далее антипротоны „охлаждаются“ до энергии 8 ГэВ и направляются в аккумулятор. Из аккумулятора антипротоны пе-

реводятся в ресайклер — ускоритель, расположенный в том же туннеле, что и основной инжектор. Когда накоплено достаточное количество антипротонов, их собирают в банчи, ускоряют до 150 ГэВ в основном инжекторе и затем направляют в Tevatron, в котором они циркулируют в направлении противоположном протонному.

Таким образом, протоны и антипротоны не циркулируют в коллайдере непрерывным потоком. Они сгруппированы в 36 банчей, которые в свою очередь сформированы в 3 супербанча по 12 банчей в каждом. Интервал времени между супербанчами составляет 2 мкс, а между банчами — 396 нс.

Несмотря на то, что пучки протонов и антипротонов движутся в одном ускорительном кольце, большую часть времени они разделены и только в двух местах фокусируются друг на друга. В этих местах находятся экспериментальные установки D0 и CDF. Область взаимодействия пучков протонов и антипротонов хорошо описывается распределением Гаусса и имеет размер около 30 мкм в поперечной плоскости и 25 см по оси пучка.

За время работы в период 2002-2011 гг., который носит название Run2, коллайдер обеспечил экспериментальные установки объемом данных, соответствующим интегральной светимости более  $10 \text{ фб}^{-1}$ . Коллайдер Tevatron прекратил работу 30 сентября 2011 г.

## 2.2. Экспериментальная установка D0

Экспериментальная установка D0, представленная на рис. 6 и 7, предназначена для регистрации большого спектра частиц, образующихся в протон-антипротонных взаимодействиях. Детальное описание детектора и его характеристик приведено в [20].

Многие исследуемые частицы распадаются очень быстро и могут быть

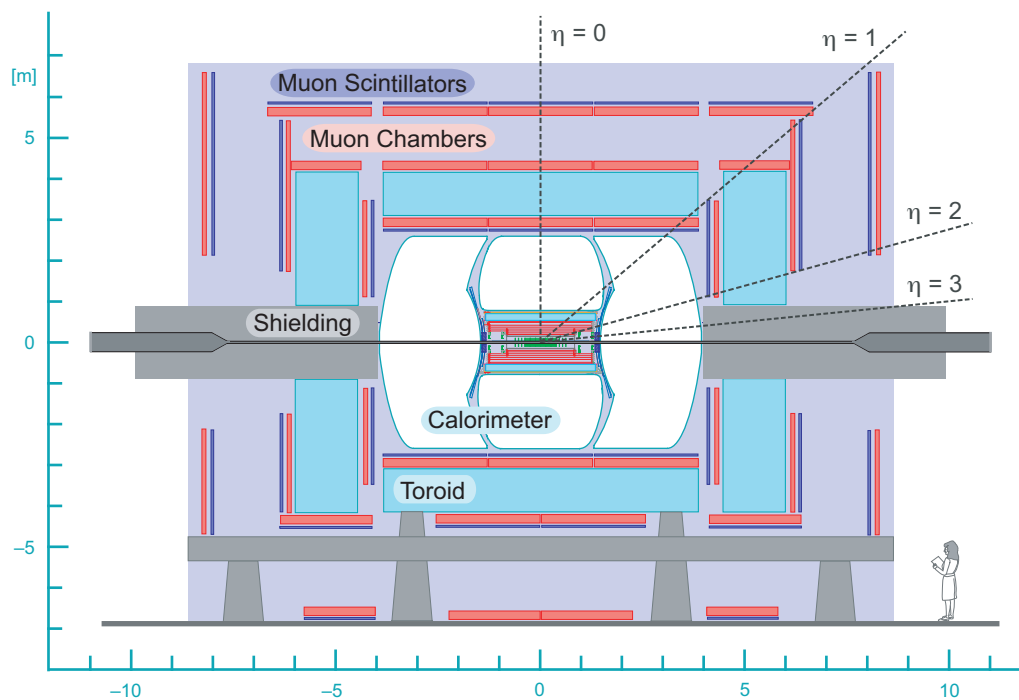


Рисунок 6. Экспериментальная установка D0.

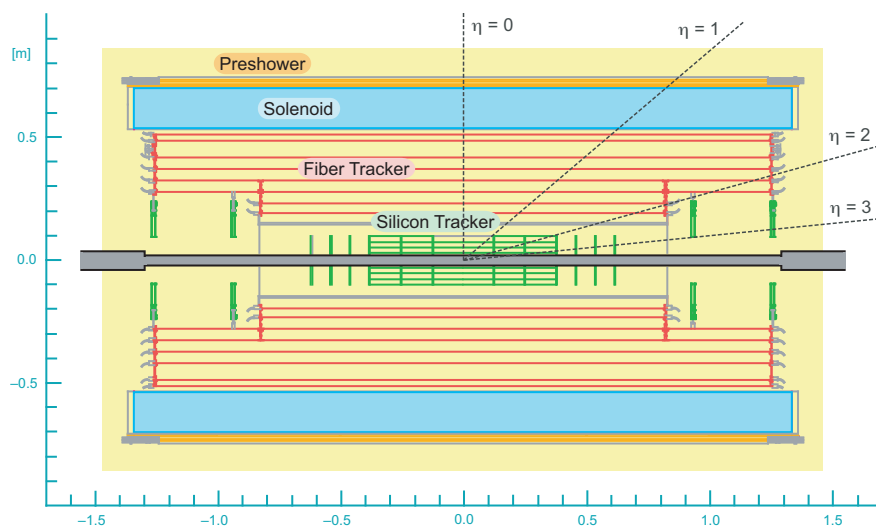


Рисунок 7. Трековая система экспериментальной установки D0.

идентифицированы только по их продуктам распада. Долгоживущие частицы, которые можно наблюдать непосредственно, объединены в шесть групп: фотоны, электроны, мюоны, нейтрино, заряженные и нейтральные адроны. Все эти частицы по разному взаимодействуют с подсистемами детектора, которые расположены слоями вокруг области взаимодействия. Основными подсистемами детектора D0 являются (см. рис. 6):

- центральная трековая система в магнитном поле сверхпроводящего соленоида (см. рис. 7),
- электромагнитный и адронный калориметры,
- мюонная система,
- мониторы светимости.

Основные подсистемы установки D0 кратко описаны ниже.

### 2.2.1. Координатная система D0

Координатная система D0 представляет собой правую координатную систему с осью  $z$ , совпадающей с направлением движения протонов. Ось  $y$  направлена вверх, а ось  $x$  — к центру ускорительного кольца. Центром системы координат является центр детектора D0, он в среднем совпадает с центром области столкновений протонов и антипротонов.

В связи с симметричностью детектора и исследуемых процессов удобно использовать сферические координаты:  $\phi = \arctg(\frac{y}{x})$  и  $\theta = \arctg(\frac{r}{z})$ , где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Ввиду того, что сталкивающиеся партоны обладают различными импульсами, начало координат детектора D0 часто не совпадает с началом системы центра масс каждого столкновения. Поэтому обычно полярный угол за-

меняют псевдобыстротой  $\eta = -\ln(\operatorname{tg}(\frac{\theta}{2}))$ , которая для релятивистских частиц совпадает с быстротой  $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+p_z}{E-p_z})$ .

### 2.2.2. Центральная трековая система. SMT-трекер

Центральная трековая система состоит из двух частей (рис. 7) — кремниевого микрострипового трекера SMT (Silicon Microstrip Tracker) и центрального трекера из сцинтиллирующего волокна CFT (Central Fiber Tracker). Оба этих детектора находятся внутри сверхпроводящего соленоида с полем 2 Тл.

SMT-трекер расположен непосредственно у вакуумной камеры ускорителя и позволяет прецизионно измерять координаты вершин взаимодействия и распадов короткоживущих частиц. SMT состоит из 6 бочкообразных детекторов длиной 12 см вдоль оси  $z$  с 12 дисковыми детекторами (F-disks) между ними. В передних областях SMT установлены 4 дополнительных дисковых детектора (H-disks). SMT-трекер имеет пространственное разрешение около 15 мкм. В 2006 году во время плановой остановки в SMT около пучковой трубы был установлен дополнительный детектирующий слой (Layer 0). Всего в системе кремниевого микрострипового трекера имелось более 800000 каналов.

### 2.2.3. Центральная трековая система. CFT-трекер

CFT — сцинтилляционный волоконный трекер — расположен снаружи SMT (см. рис. 7) и измеряет координаты прохождения частицы в более широкой области. CFT-трекер состоит из сцинтиллирующих волокон, соединенных со счетчиками фотонов видимого света (VLPC), собранных в 8 концентрических слоев. Каждый из восьми слоев состоит из осевого (волокна расположены вдоль направления пучка) и стерео (волокна расположены под углами  $\pm 3^\circ$  к осевым волокнам) подслоев. Толщина сцинтиллирующего волокна составляет

835 мкм. Счетчики VLPC работали при температуре 9 К и имели квантовую эффективность 75%. Всего в системе насчитывалось 77000 каналов. Точность определения координаты вершины  $p\bar{p}$ -взаимодействий в центральной трековой системе составляла 100 мкм.

#### 2.2.4. Калориметры

Электромагнитный и адронный калориметры предназначены для измерения энергии, направления и формы ливней электронов, фотонов и адронных струй. Кроме того, калориметры используются для идентификации мюонов и измерения недостающей поперечной энергии  $E_T$ . Жидкоаргоновые калориметры установки D0 состоят из центрального калориметра и двух концевых калориметров. Каждый из калориметров помещен в отдельный криостат и состоит из трех секций: электромагнитной, прецизионной адронной и грубой адронной. В качестве поглотителей использовались уран, медь и нержавеющая сталь.

#### 2.2.5. Мюонная система

Мюонная система экспериментальной установки D0 состоит из двух основных частей - центральной и передней, перекрывающих области  $|\eta| < 1$  и  $1 < |\eta| < 2$  соответственно. Каждая из этих подсистем содержит трековые (рис. 8) и триггерные (рис. 9) детекторы. Ввиду того, что в данной работе идентификация и измерения характеристик мюонов играют важную роль, имеет смысл рассмотреть мюонные детекторы эксперимента D0 несколько подробнее, чем остальные. Полное описание мюонной системы представлено в [21].

Триггерная система (рис. 9) центральной области состоит из двух слоев сцинтилляционных счетчиков, один из которых располагается снаружи центрального тороидального магнита, а второй - внутри. Триггерная мюонная

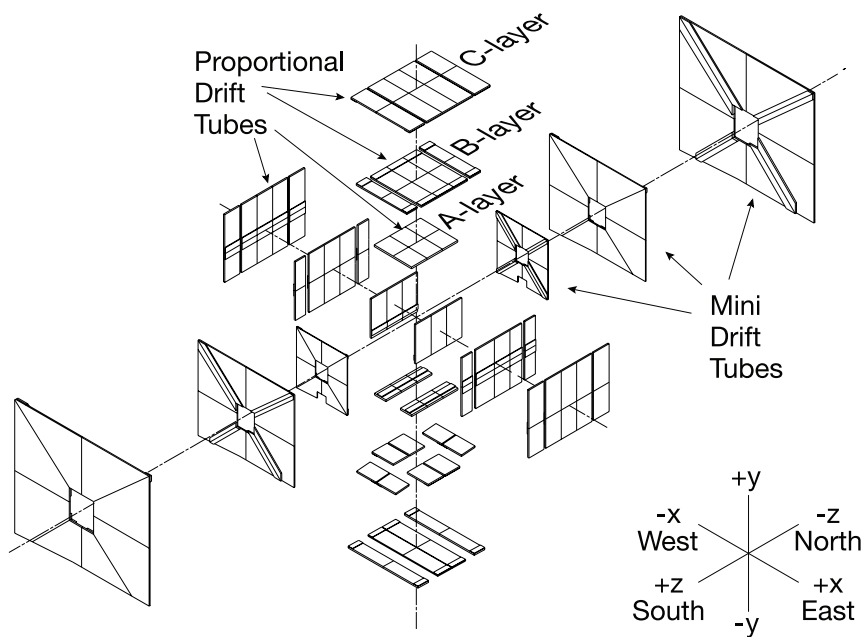


Рисунок 8. Трековая мюонная система.

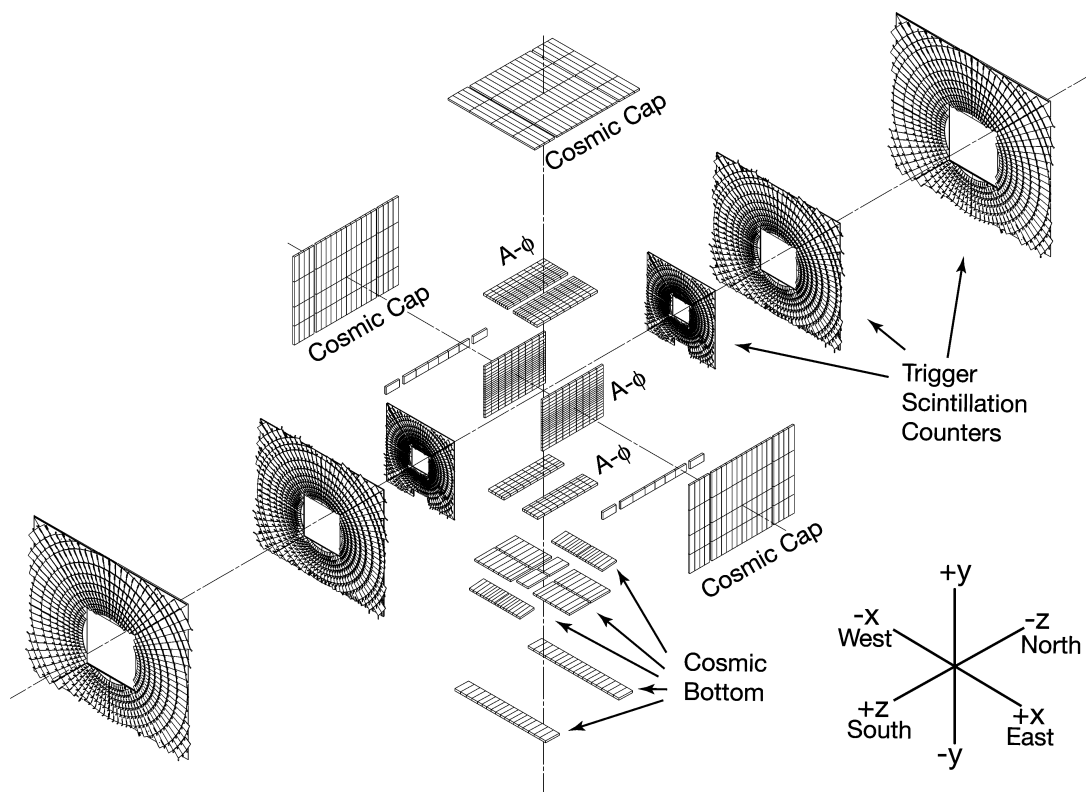


Рисунок 9. Триггерная мюонная система.



система каждой передней области (северной и южной) состоит из трех слоев сцинтилляционных счетчиков: один - внутри тороидального магнита, и два - снаружи. Сцинтилляционные счетчики предназначены для надежной и быстрой выработки мюонного триггера, а также - для точного измерения времени прохождения мюона. Тонкая сегментация (902 счетчика в центральной области и 4214 - в передней) и высокое временное разрешение (до 2 нс) имеют важное значение для подавления фона от космических частиц и других фонов, не связанных с данным  $p\bar{p}$ -взаимодействием.

Трековые детекторы мюонной системы (рис. 8) служат для точного измерения координаты прохождения мюона. В центральной области расположены 94 пропорциональных дрейфовых камеры с 6624 ячейками, сгруппированные в три слоя с каждой стороны детектора D0: один — внутри тороидального магнита, два — снаружи. Камеры работают на смеси из 84% аргона, 8%  $\text{CF}_4$  и 8%  $\text{CH}_4$  и обеспечивают пространственное разрешение около 1 мм. В передней мюонной системе используются мини-дрейфовые трубки (MDT). Всего в системе насчитывается 6080 трубок, также сгруппированных в шесть слоев (три — с северной стороны детектора и три — с южной). Газовая смесь в MDT состоит из 90%  $\text{CF}_4$  и 10%  $\text{CH}_4$ . Координатное разрешение передней мюонной трековой системе составляет 0.8 мм. Следует отметить, что трековые мюонные детекторы также принимают участие в выработке мюонного триггера.

При прочих равных условиях число зарегистрированных в данном событии мюонов не должно зависеть от мгновенной светимости или от времени. Значение одномюонных выходов мониторировалось на протяжении всего времени работы эксперимента D0 с периодичностью в 1-2 месяца. Это позволило контролировать стабильность работы мюонной системы и выявлять возникающие неисправности на этапах — от регистрации частиц детекторами и измерения их

характеристик до идентификации мюонов. Разброс измеренных значений мюонных выходов не превысил 2% (рис. 10), что говорит о высокой стабильности системы.

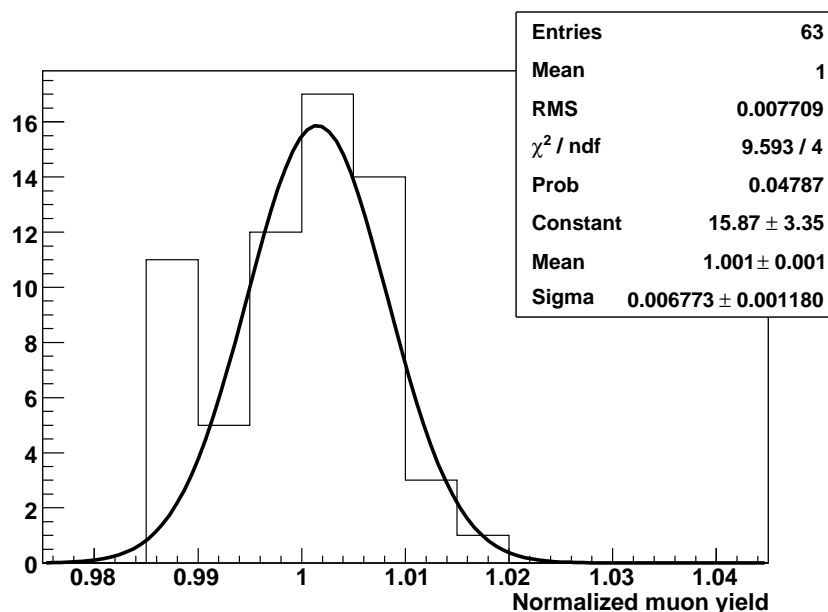


Рисунок 10. Распределение результатов измерений нормированных одномюонных выходов в передней мюонной системы за период 2002-2011 гг.

Кроме того, контроль стабильности работы мюонной системы установки D0 осуществлялся при помощи светодиодной калибровки и калибровки на мюонах, образующихся в протон-антипротонных взаимодействиях. Во время проведения эксперимента регулярно велись измерения амплитуд и времени срабатывания сцинтилляционных счетчиков и контролировался разброс этих величин с целью выявления возможных эффектов старения детекторов и неисправностей. За период с 2006 по 2011 г. средний разброс амплитудных измерений составил около 1%, а максимальное отклонение - 9%. За этот же период сигналы со счетчиков остались стабильными во времени в пределах 0.23 нс.

В зависимости от числа срабатываний в сцинтилляционных счетчиках и

проволочных детекторах и от наличия соответствующего трека в центральной трековой системе каждому зарегистрированному мюону присваивается критерий его “качества”: loose, medium или tight [22]. Критерий loose содержит самые мягкие требования, а критерий tight - самые жесткие. Критерии качества являются инклюзивными, т.е. tight мюон является одновременно loose и medium мюоном.

### 2.2.6. Триггерная система

Коллайдер Тэватрон обеспечивает столь большое число протон-антипротонных взаимодействий в единицу времени, что записать каждое зарегистрированное событие для последующего анализа не представляется возможным. Кроме того, большая часть этих событий связана с КХД-процессами с малой передачей энергии, которые не представляют большого интереса для исследователей в эксперименте D0. Для выделения из общего потока наиболее интересных событий и служит триггерная система. Триггерная система экспериментальной установки D0 разделена на три последовательных уровня: L1, L2, L3. На вход триггера первого уровня события поступают с частотой 2.5 МГц. Основными компонентами триггера первого уровня являются L1CTT (триггер центрального треккера), L1Muon (триггер мюонной системы), L1Cal (калориметрический триггер). Система L1, используя специально разработанные таблицы решений, понижает поток событий до частоты 1-2 кГц. В таблицах решений содержится 128 вариантов срабатываний различных детекторов установки D0. Триггер второго уровня сочетает в себе как аппаратные, так и программные средства. Задача этой системы — понизить частоту потока событий до 500-1000 Гц. Система L2 состоит из аппаратных блоков детекторных препроцессоров и глобального процессора, который, основываясь на информации об объектах, поступающей с

препроцессоров, вырабатывает соответствующее триггерное решение. Триггерная система третьего уровня для выработки триггерных решений использует быстрые прецизионные алгоритмы реконструкции физических объектов, включая мюоны, тау-лептоны, электроны, струи, треки, недостающую поперечную энергию и их различные топологические комбинации. Эти алгоритмы работали на вычислительном кластере, который состоял из 400 компьютеров. Большие вычислительные мощности позволили триггерной системе устойчиво работать даже при пиковых значениях мгновенной светимости и понизить частоту потока событий до 50-100 Гц. Общее число predetermined триггерных условий составляет несколько сотен. Такое большое количество триггеров позволяет эффективно выделять большое разнообразие интересных событий всевозможных топологий.

Принцип работы триггерной системы и формирования триггерных решений рассмотрен на примере формирования одномюонных триггеров. На уровнях триггеров L1 и L2 использовались 3 возможных комбинации:

- **МУН11.** На L1: Мюон в широкой области  $|\eta| < 1.6$ , жесткое условие на срабатывание в системах сцинтилляционных счетчиков и мягкие условия на срабатывание в трековых камерах, сопоставимый мюону трек в центральном треkere с  $p_T > 13$  ГэВ. На L2: Мюон среднего качества с  $p_T > 3$  ГэВ и жесткими требованиями по времени срабатывания сцинтилляционных счетчиков или наличие трека в центральном треkere с  $p_T > 20$  ГэВ.
- **МУН12.** На L1: Мюон в широкой области  $|\eta| < 1.6$ , жесткое условие на срабатывание в системах сцинтилляционных счетчиков и жесткие условия на срабатывание в трековых камерах, сопоставимый мюону трек в цен-

тральном треkere с  $p_T > 8$  ГэВ, наличие изолированного трека в L1СТТ с  $p_T > 10$  ГэВ. На L2: Мюон среднего качества с  $p_T > 3$  ГэВ и жесткими требованиями по времени срабатывания сцинтилляционных счетчиков или наличие трека в центральном треkere с  $p_T > 20$  ГэВ.

- **МУНІЗ.** На L1: Мюон в широкой области  $|\eta| < 1.6$ , жесткое условие на срабатывание в системах сцинтилляционных счетчиков и жесткие условия на срабатывание в трековых камерах, сопоставимый мюону трек в центральном треkere с  $p_T > 13$  ГэВ. На L2: Мюон среднего качества с  $p_T > 3$  ГэВ и жесткими требованиями по времени срабатывания сцинтилляционных счетчиков или наличие трека в центральном треkere с  $p_T > 20$  ГэВ.

На третьем уровне в триггер добавляются следующие три комбинации:

- ITLM10 - изолированный мюон качества loose с сопоставленным ему центральным треком с  $p_T > 10$  ГэВ.
- TK12\_TLM12 - мюон качества loose с сопоставленным ему треком с  $p_T > 12$  ГэВ.
- ILM15 - изолированный мюон качества loose с  $p_T > 15$  ГэВ.

Таким образом, полный список одномюонных триггеров: МУНІ1\_ITLM10, МУНІ1\_TK12\_TLM12, МУНІ1\_ILM15, МУНІ2\_ITLM10, МУНІ2\_TK12\_TLM12, МУНІ2\_ILM15, МУНІ3\_ITLM10, МУНІ3\_TK12\_TLM12, МУНІ3\_ILM15.

### 3. Поиск универсальных дополнительных измерений

На адронных коллайдерах основным механизмом образования КК-частиц является парное рождение КК-глюонов и кварков (рис. 11), которые затем каскадно распадаются (рис. 12). Возбужденный КК-кварк, который может быть

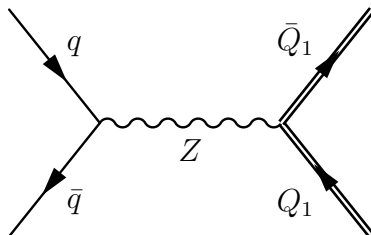


Рисунок 11. Диаграмма рождения КК-частиц в адронных коллайдерах.

$SU(2)$  дублетом  $Q_1$  или синглетом  $q_1$ , распадается на калибровочный КК-бозон и кварк СМ. Калибровочный КК-бозон,  $W$ – или  $Z$ – бозон распадается на КК-лептон и лептон СМ. Окончательно КК-лептон распадается на лептон СМ и легчайшую КК-частицу  $\gamma_1$ .

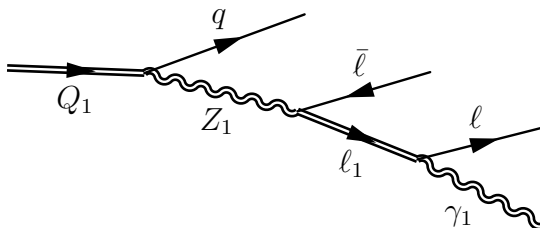


Рисунок 12. Диаграмма каскадного распада КК-кварка.

Таким образом, в конечном состоянии образуются до четырех лептонов, включая нейтрино, две струи и недостающая поперечная энергия. Т.к. лептоны могут быть очень „мягкими“, их регистрация и идентификация вызывают определенные трудности. Поэтому перспективным для поиска можно считать

конечное состояние с двумя лептонами одного знака. В данной работе исследовались только мюонные конечные состояния, т.к. мюоны гораздо проще и надежнее идентифицируются в установке D0, а порог по поперечному импульсу в мюонных триггерах значительно ниже, чем в электронных.

### 3.1. Использованные данные

Поиск универсальных дополнительных измерений в эксперименте D0 осуществлен на данных, набранных за период с августа 2002 года по июль 2010 года. Из этого набора были исключены все события, записанные при наличии каких-либо проблем в любой из подсистем экспериментальной установки: калориметре, мюонной системе, центральном волоконном и силиконовых трекерах, системе измерения светимости. После исключения „плохих“ событий (около 9%) интегральная светимость использованного набора данных составила  $7.3 \text{ фб}^{-1}$ .

Для эффективного отбора событий, содержащих мюоны в конечном состоянии, требовалось обязательное срабатывание любого из триггеров, включенных в триггерный список SingleMu\_TriggersOR (см. раздел 3.2.6). В данный список включены все одномюонные триггера, использованные при наборе данных.

### 3.2. Моделирование событий искомых и фоновых процессов

События с рождением КК-частиц были сгенерированы для 9 различных значений обратного радиуса компактификации дополнительного измерения  $R^{-1}$  в диапазоне 200-320 ГэВ. Для этого были использованы функции распределения партонов LHGRIDSTEQ5L [23],[24] и генератор PYTHIA 6.421 [25]. При энергиях Тэватрона параметр порогового масштаба  $\Lambda$  полагался равным 10 ТэВ. Предсказываемые значения сечений рождения КК-частиц в зависимости от  $R^{-1}$

показаны на рис. 13. Значения сгенерированных масс КК-частиц представлены в таблице 2.

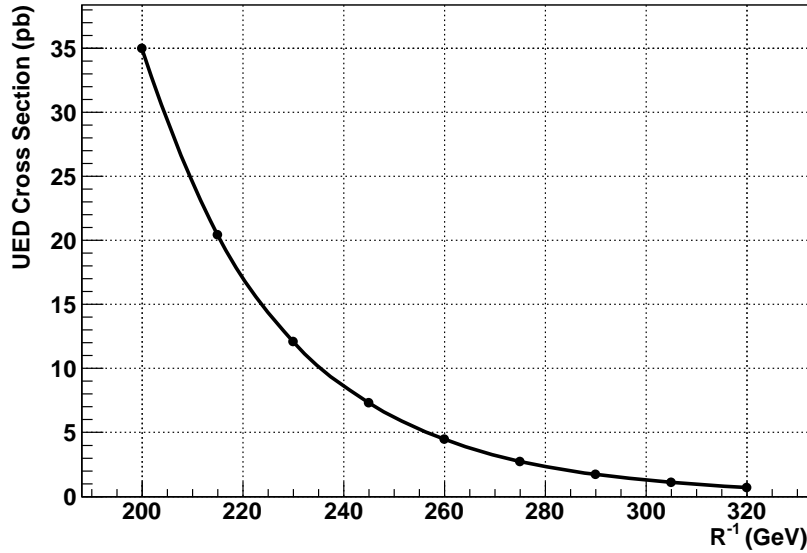


Рисунок 13. Сечение UED в зависимости от  $R^{-1}$ .

В качестве фоновых рассматривались следующие процессы Стандартной модели:  $Z$ +струи,  $W$ +струи,  $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ,  $t\bar{t}$ . При моделировании фоновых реакций была использована связка программ ALPGEN+PYTHIA [26],[25] (за исключением дибозонных процессов, для которых использовалась только PYTHIA). Функции распределения партонов генерировались при помощи пакета CTEQ6L1 [23],[24]. Для нормировки использовались следующие сечения: для  $W/Z$ +струи и дибозонных процессов - в NLO приближении, вычисленные с помощью программы MCFM [27], для образования  $t\bar{t}$  сечения, рассчитанные в NNLO приближении. Фон от многоструйных КХД-процессов определялся из экспериментальных данных (см. ниже).

Полное моделирование отклика детектора осуществлялось с использованием пакета d0gstar. События из экспериментальных данных и Монте-Карло



Таблица 2. Массы КК-частиц (в ГэВ) и сечения их образования (в пб) в зависимости от  $R^{-1}$  (в ГэВ).

$R^{-1}$	$m(\gamma_1)$	$m(Z_1)$	$m(g_1)$	$m(l_1)$	$m(Q_1)$	$\sigma$
200	201	230	269	207	249	$34.93 \pm 0.21$
215	216	245	287	222	266	$20.36 \pm 0.12$
230	231	260	305	238	283	$12.06 \pm 0.07$
245	246	274	323	253	300	$7.24 \pm 0.04$
260	261	289	341	268	317	$4.39 \pm 0.03$
275	276	304	359	284	334	$2.68 \pm 0.02$
290	291	319	377	299	351	$1.65 \pm 0.01$
305	306	335	395	314	368	$1.02 \pm 0.01$
320	321	350	413	330	385	$0.63 \pm 0.01$

прошли полную цепочки реконструкции с помощью стандартного программного окружения эксперимента D0. После реконструкции события преобразовывались в модифицированный формат CAF (Common Analysis Format) „деревьев“ ROOT.

Для того чтобы улучшить согласие между экспериментальными данными и Монте Карло, необходимо было ввести ряд поправок. Все нижеперечисленные поправки сертифицированы и одобрены всеми физическими группами эксперимента D0.

**Коррекция профиля светимости.** Под профилем светимости подразумевается распределение событий по значениям мгновенной светимости. Эти распределения для данных и Монте-Карло заметно различаются. Чтобы устранить это несоответствие, введена поправка на мгновенную светимость в событии. Величина поправки ограничена максимальным значением 3.0. Данная коррекция не изменяет число событий.

**Коррекция поперечного импульса  $Z$ -бозона.** Распределения по поперечному импульсу  $Z$ -бозона в данных и Монте-Карло заметно различаются. Поэтому для всех сгенерированных процессов  $Z/\gamma^* \rightarrow ll$  введены соответствующие поправки.

**Коррекция разрешения по поперечному импульсу мюона.** Используемое при моделировании разрешение по поперечному импульсу мюона не совпадает с экспериментальными данными. В результате этого пик распределения массы  $Z$ -бозона в Монте Карло заметно уже, чем в данных. Введенная поправка, зависящая от поперечного импульса и псевдобыстроты мюона, устранила это несоответствие.

Кроме того, вводились другие поправки, связанные с эффективностью идентификации мюона, качеством мюонного трека, изолированностью мюона.

Величины этих поправок не превышают 1-2%.

Эффективность срабатывания триггеров значительно отличается от 100% и имеет ярко выраженную зависимость от координат  $\eta$ ,  $\phi$  и поперечного импульса мюона. Это не учитывается в расчетах Монте Карло и поэтому требует введения дополнительных поправок.

После применения всех коррекций и перенормировок была проведена проверка согласованности данных и результатов расчетов Монте-Карло на событиях, в которых требуется наличие двух мюонов противоположного знака. Требование наличия разнознаковой пары обусловлено тем, что в этом случае источниками фона являются только  $Z/\gamma^* \rightarrow ll$  процессы, а также обеспечивается заметно большая статистика. На рис. 14, 15, 16 показаны распределения по инвариантной массе мюонной пары, поперечному импульсу лидирующего мюона, азимутальному углу раскрытия мюонной пары для данных и расчетов Монте-Карло, а также отношения этих распределений. Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с расчетами Монте-Карло.

### 3.3. Предварительный отбор событий

Отбор событий для анализа производился по следующим критериям:

- в каждом событии должно находиться два мюона с качеством loose;
- мюоны должны иметь одинаковый знак заряда;
- поперечный импульс  $p_T$  каждого мюона должен быть больше 5 ГэВ/с;
- каждому мюону должен соответствовать трек, восстановленный в центральной трековой системе; критерий  $\chi^2$  „сшивки“ центрального и мюонного треков должен быть меньше 9.5;

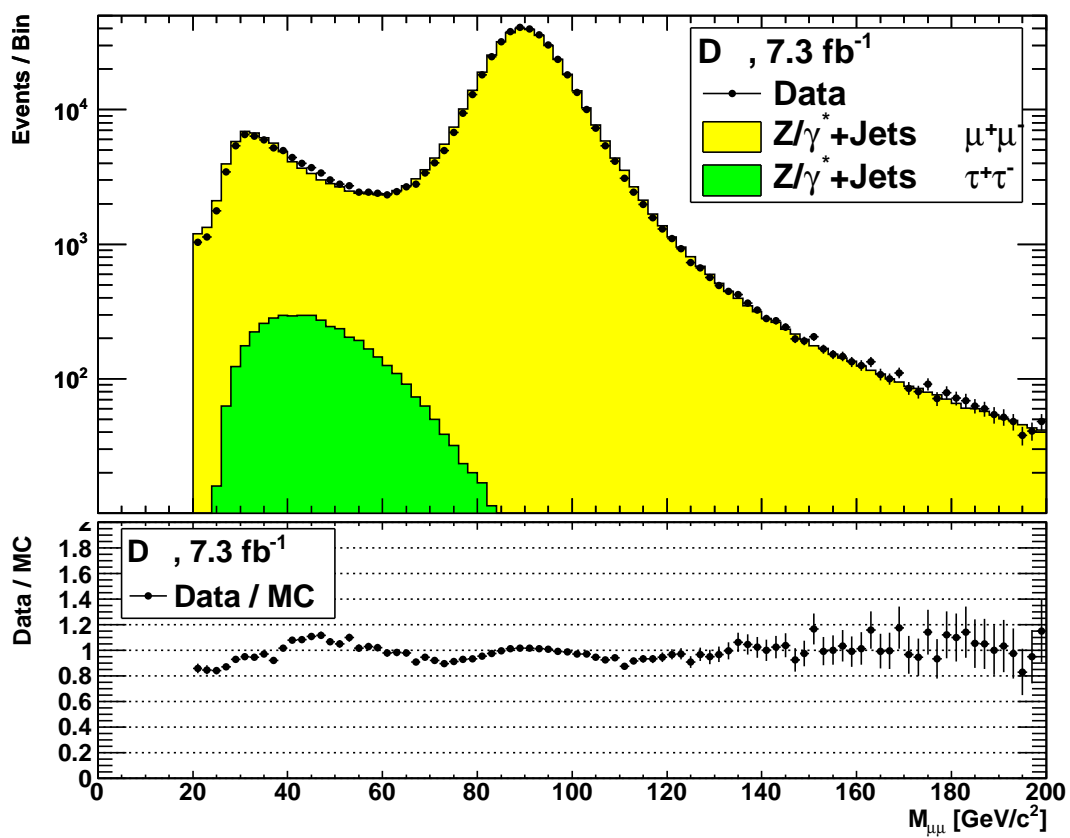


Рисунок 14. Распределение по инвариантной массе разнознаковой мюонной пары для данных и расчетов Монте-Карло.

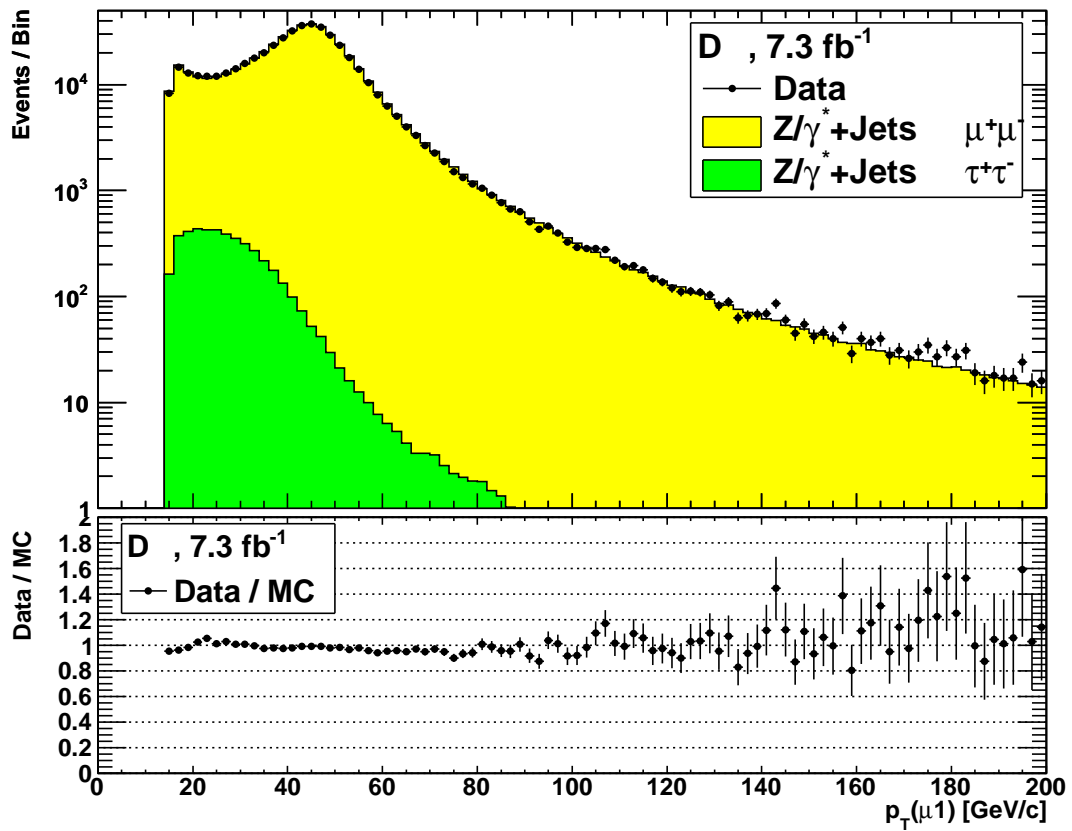


Рисунок 15. Распределение по поперечному импульсу лидирующего мюона в разнознаковой паре для данных и расчетов Монте-Карло.

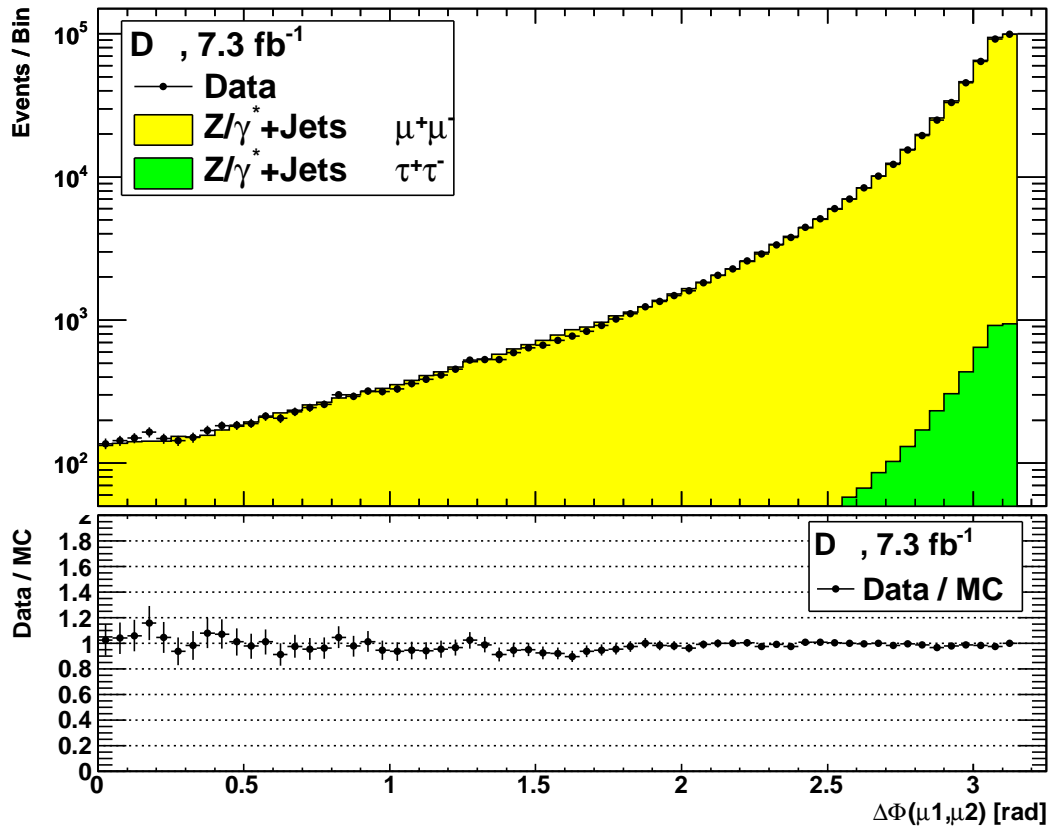


Рисунок 16. Распределение по азимутальному углу раскрытия разнознаковой мюонной пары для данных и расчетов Монте-Карло.

- количество точек на треке центрального волоконного трекера должно быть не меньше двух;
- для подавления фона от космических частиц в событии требовалось: 1) чтобы разница во времени срабатывания сцинтилляционных счетчиков в разных слоях не превышала 10 нс; 2) чтобы расстояние от мюонного трека до первичной вершины не превышало 0.2 см (или 0.04 см в случае, если были срабатывания в кремниевом трекере).

Т.к. как в искомым событиях подразумевается наличие двух легчайших КК-частиц, имеет смысл использовать величину дисбаланса поперечной энергии в калориметре (недостающую поперечную энергию  $E_T$ ). Эта переменная может быть использована как для проверки согласия между экспериментальными данными и ожидаемым фоном, так и для разделения сигнала и фоновых событий. Кроме того, недостающая поперечная энергия использовалась для определения поперечной массы:

$$M_T = \sqrt{2 E_T \cdot p_T (1 - \cos \Delta \phi(\vec{E}_T, \mu))}. \quad (23)$$

Были введены также требования на изолированность мюона. Изолированность мюона определяется следующими величинами:

- $I^{cal} = \frac{\sum E_T^{0.1 < \Delta R < 0.4}}{p_T}$  - сумма энерговыделений в ячейках калориметра в области, ограниченной конусами  $\Delta R = 0.1$  и  $\Delta R = 0.4$  относительно мюонного трека, нормированная на величину поперечного импульса мюона, где  $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \phi^2}$ ;
- $I^{trk} = \frac{\sum p_T^{\Delta R < 0.5}}{p_T}$  - сумма поперечных импульсов всех треков (кроме трека рассматриваемого мюона) в центральной трековой системе в конусе от-

носителем мюонного трека, ограниченном  $\Delta R = 0.5$ , нормированная на величину поперечного импульса мюона.

При отборе событий с парой мюонов одинакового знака требовалось, чтобы один мюон был жестко изолирован ( $I^{cal} < 0.4$ ,  $I^{trk} < 0.12$ ), а второй мюон - мягко изолирован ( $I^{cal} < 0.4$ ,  $I^{trk} < 0.25$ ). Такой подход обеспечивает заметно большую статистику, чем требование двух жестко изолированных мюонов.

Азимутальный угол  $\Delta\phi$  между мюонами должен быть больше 0.25 рад. При меньших углах затруднена идентификация мюонов. Для того, чтобы подавить фон от КХД-процессов, в которых мюоны часто разлетаются в противоположные стороны, введено требование  $\Delta\phi < 2.9$  рад. В областях с большими значениями псевдобыстроты  $|\eta|$  наблюдается заметное расхождение экспериментальных данных с Монте-Карло. Чтобы исключить эти области, требовалось, чтобы значение  $|\eta|$  было меньше 1.5.

### 3.4. Оценка фона от КХД-процессов

Одним из самых значительных источников фона в данной работе ожидается фон от КХД-процессов, содержащих мюоны от рождения  $b\bar{b}$  и  $c\bar{c}$  пар и их последующего распада (далее — КХД-фон). Моделирование таких процессов методом Монте-Карло крайне затруднительно из-за очень большого сечения этих процессов и малой вероятности образования однознаковых мюонных пар. Кроме того, имеющиеся генераторы КХД-процессов не обеспечивают хорошего согласия с экспериментальными данными. Таким образом, единственным надежным методом является оценка КХД-фона непосредственно из данных. Для этого формировались две выборки:

- выборка  $\mathcal{S}$ , соответствующая сигналу: в этой выборке один из мюонов



жестко изолирован, второй - мягко (см. выше);

- выборка  $\mathcal{Q}$ , соответствующая КХД-фону: в этой выборке один из мюонов по-прежнему жестко изолирован, а второй - не является даже мягко изолированным.

Кроме того, на обе выборки накладывались дополнительные требования:

- азимутальный угол  $0.25 < \Delta\phi < 2.9$ , это позволяет при моделировании КХД фона исключить области, где доминируют мюонные пары, разлетающиеся в противоположные стороны (большие значения  $\Delta\phi$ , см. рис. 17) и область, где идентификация мюонов затруднена из-за того, что они очень близки друг к другу (малые значения  $\Delta\phi$ );
- модуль псевдобыстроты мюона  $|\eta| < 1.5$  - чтобы исключить из рассмотрения области, где наблюдается значительное расхождение между экспериментальными данными и результатами моделирования методом Монте-Карло.

События в выборках  $\mathcal{S}$  и  $\mathcal{Q}$  довольно похожи, но в  $\mathcal{Q}$  подавляющее число мюонов порождены КХД-процессами. Это позволяет выбрать некую кинематическую область, где КХД-фон доминирует, параметризовать его и затем применить полученную параметризацию в области, ортогональной предыдущей. Подобные методики широко распространены в физике высоких энергий.

Параметризация КХД-фона осуществлялась в области малых поперечных импульсов изолированного мюона ( $p_T < 10$  ГэВ/с), где КХД-процессы доминируют в обеих выборках. В простейшем случае достаточно в области  $p_T < 10$  ГэВ/с определить нормировочный коэффициент как отношение числа событий в  $\mathcal{S}$  и

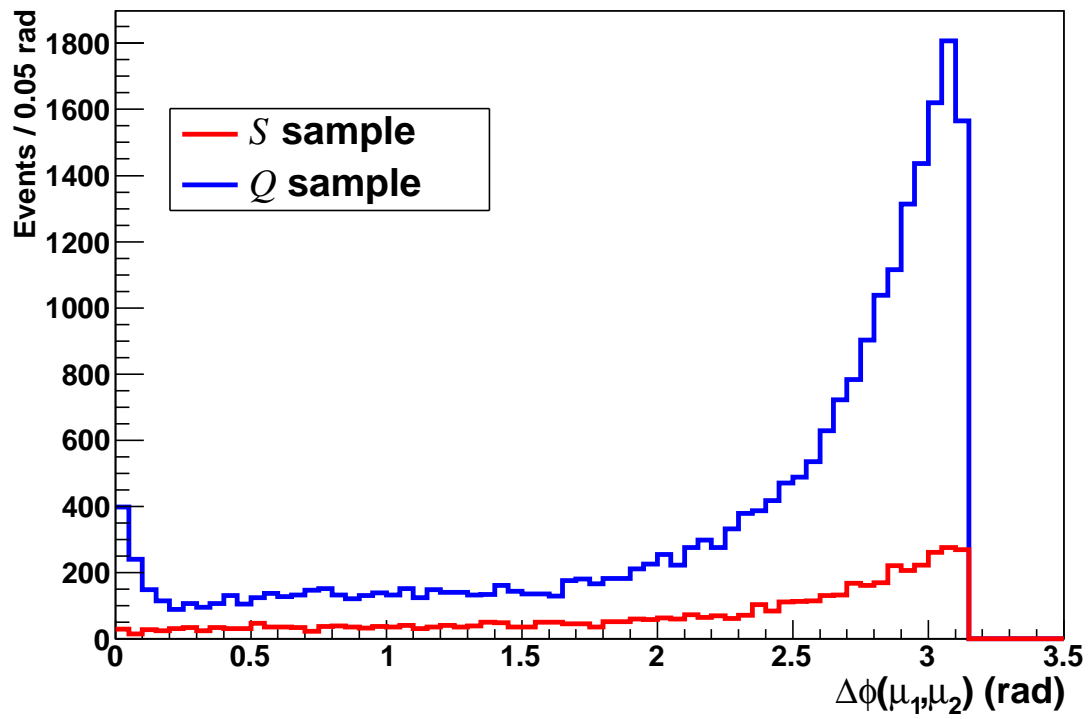


Рисунок 17. Распределение по азимутальному углу раскрытия однознаковой мюонной пары в выборках  $S$  и  $Q$ .

Таблица 3. Нормировочные коэффициенты  $N_i$  для различной множественности струй.

Число струй	$N_i$
0	$0.790 \pm 0.028$
1	$0.378 \pm 0.015$
$\geq 2$	$0.114 \pm 0.006$

$\mathcal{Q}$  выборках —  $I(\mathcal{S})$  и  $I(\mathcal{Q})$ :

$$N = \frac{I(\mathcal{S})}{I(\mathcal{Q})}$$

и применить его к выборке  $\mathcal{Q}$  в области  $p_T > 10$  ГэВ/с. Однако, при этом наблюдается сильная зависимость коэффициента  $N$  от числа струй в событии. Для того чтобы учесть эту зависимость,  $N$  вычисляется отдельно для каждой множественности струй  $i$ :

$$N_i = \frac{I_i(\mathcal{S})}{I_i(\mathcal{Q})}, \quad i = 0, 1, \geq 2; \quad p_T < 10. \quad (24)$$

Таким образом, теперь можно определить КХД-фон, как выборку  $\mathcal{Q}$ , взвешенную на коэффициенты  $N_i$  в области больших значений поперечного импульса изолированного мюона ( $p_T > 10$  ГэВ/с). Полученные значения  $N_i$  приведены в таблице 3.

Необходимо также учесть, что  $N_i$  зависит и от других кинематических переменных. Пример такой зависимости от поперечного импульса лидирующего мюона представлен на рис. 18. Из рисунка видно, что аппроксимация данной зависимости константой не является удовлетворительной и ее использование должно приводить к дополнительным систематическим погрешностям, о чем

будет сказано ниже.

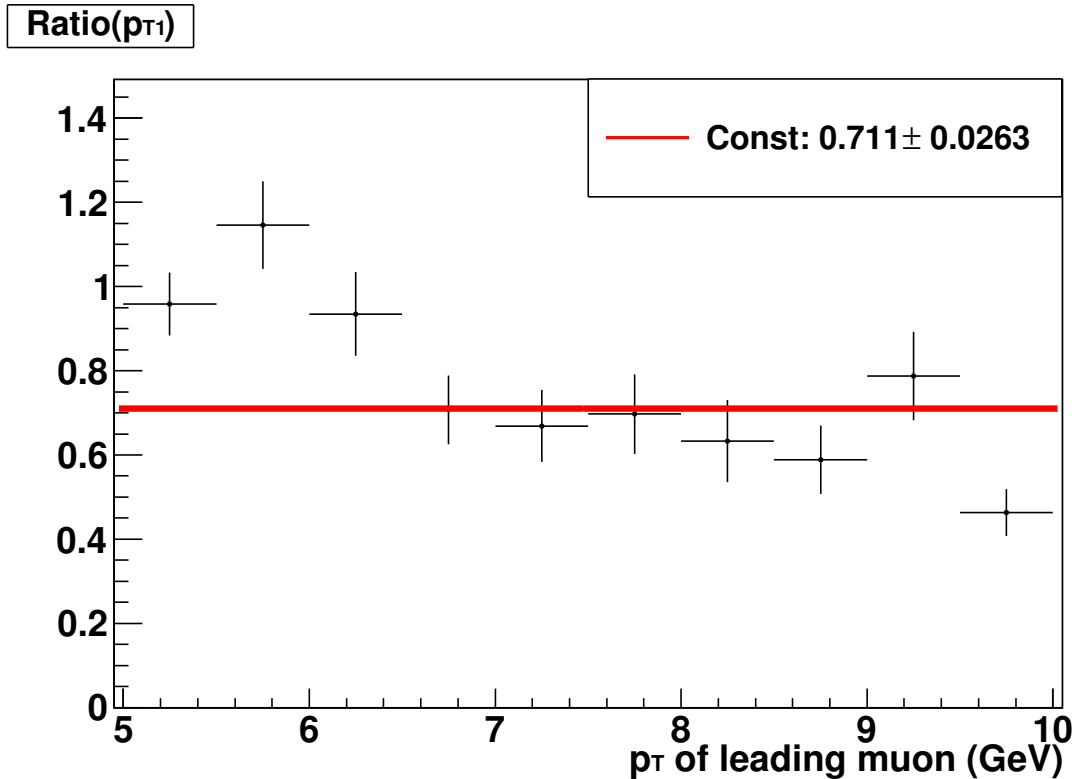


Рисунок 18. Отношение числа событий в выборках  $\mathcal{S}$  и  $\mathcal{Q}$  в зависимости от поперечного импульса лидирующего мюона в событиях без адронных струй.

Применение вышеописанной процедуры моделирования КХД-фона позволяет построить основные распределения и провести сравнение экспериментальных данных с ожидаемым фоном. На рис. 19 показано распределение по поперечному импульсу лидирующего мюона для данных и фоновых процессов.

Из рис. 19 видно, что в области  $40 < p_T < 80$  ГэВ/с наблюдается избыток фона. Это связано с тем, что при моделировании фона не был учтен вклад электрослабых процессов в выборку  $\mathcal{Q}$  (см. рис. 20).

Таким образом, окончательно вклад КХД-фона можно определить как

$$QCD = N_i \times \mathcal{Q} - N_i \times \mathcal{Q}_{EW}, \quad i = 0, 1, \geq 2, \quad (25)$$

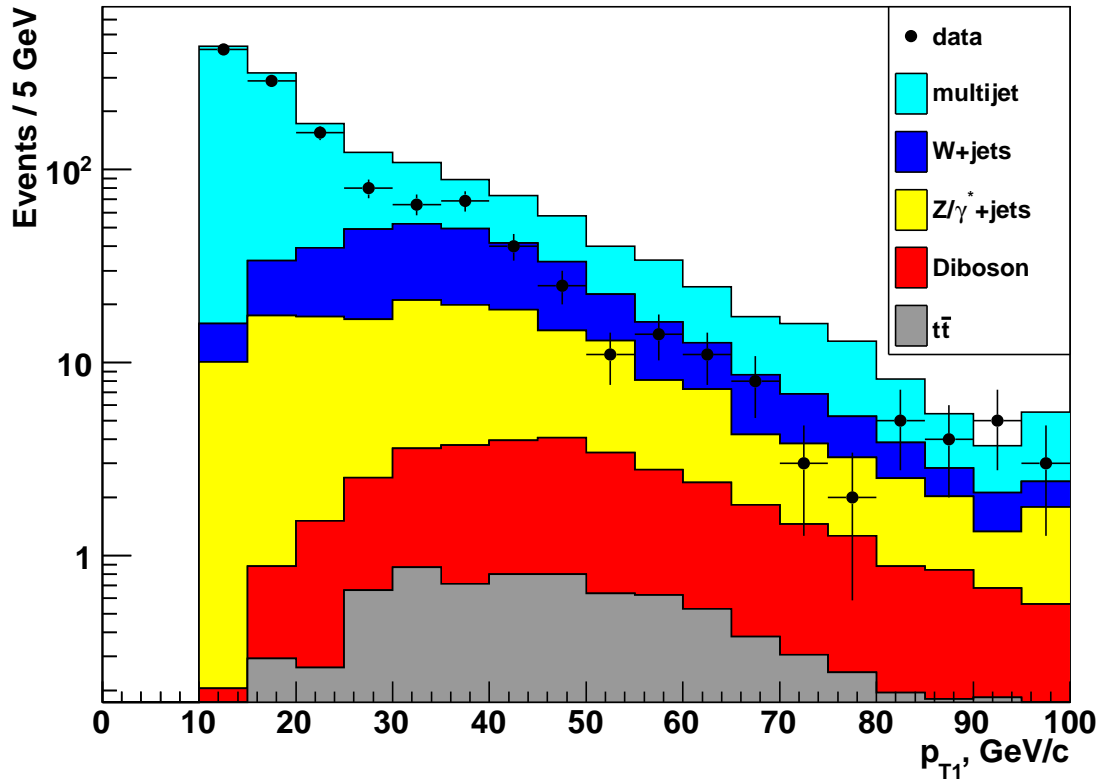


Рисунок 19. Распределение событий по поперечному импульсу лидирующего мюона  $p_T$ .

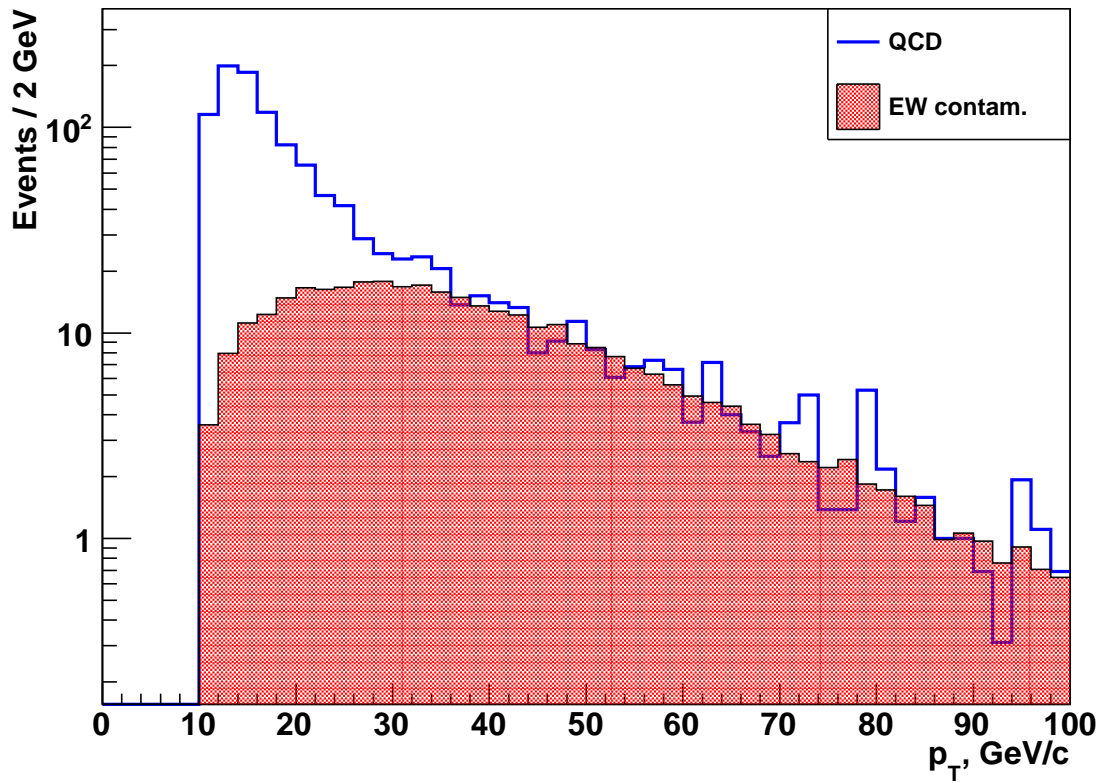


Рисунок 20. Распределение событий по поперечному импульсу лидирующего мюона  $p_T$  в смоделированном фоне и вклад электрослабых процессов в него (заштрихованная область).

где,  $\mathcal{Q}_{EW}$  - вклад электрослабых процессов в выборку  $\mathcal{Q}$ . Скорректированная таким образом процедура моделирования КХД-фона позволила добиться приемлемого согласия между данными и фоном (рис. 21).

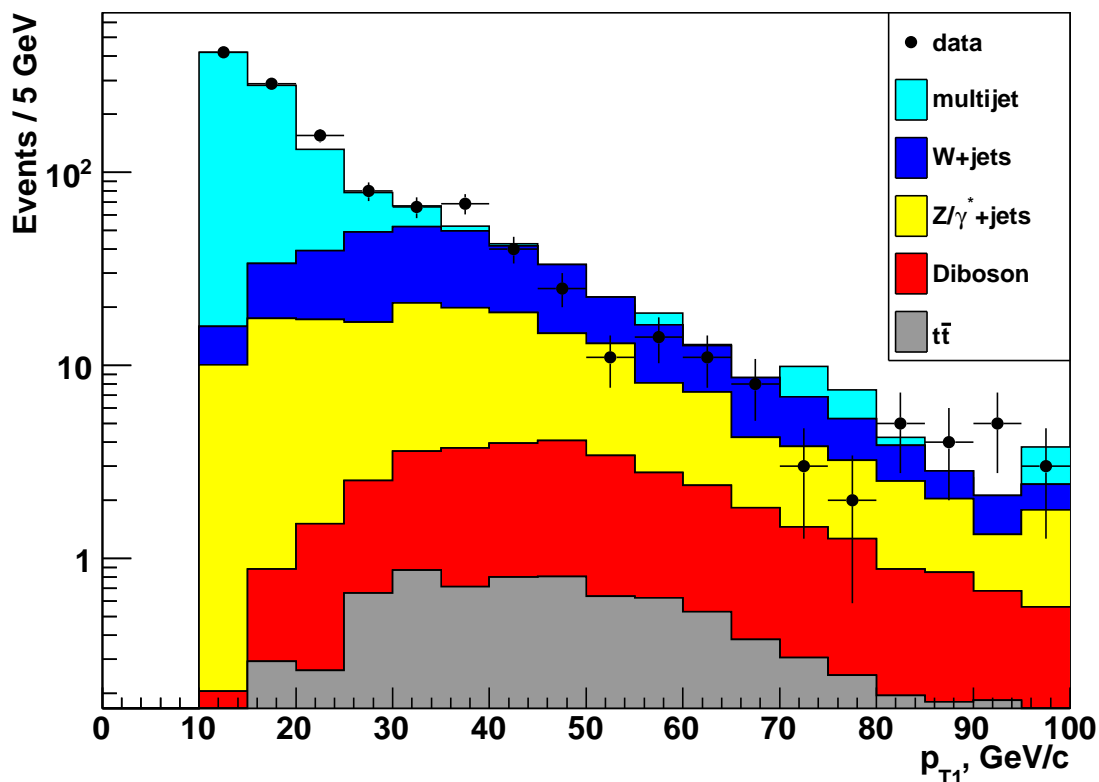


Рисунок 21. Распределение событий по поперечному импульсу лидирующего мюона  $p_T$  после вычитания вклада электрослабых процессов.

### 3.5. Окончательный отбор событий. Переменные для мультивариационного анализа.

Помимо критериев предварительного отбора событий, описанных в разделе 4.3, на события были наложены дополнительные критерии с целью подавления фона:

- поперечный импульс лидирующего мюона  $p_T > 15$  ГэВ/с — для подавления фона от КХД-процессов;
- поперечный импульс второго мюона  $p_T > 10$  ГэВ/с — также для подавления фона от КХД-процессов; кроме того, выборка должна быть ортогональной той, в которой осуществлялась параметризация КХД-фона;
- инвариантная масса мюонной пары  $M_{\mu\mu} > 20$  ГэВ/с<sup>2</sup>;
- $p_{T1} < 200$  ГэВ/с и  $M_{\mu\mu} < 200$  ГэВ/с<sup>2</sup> — для уменьшения вероятности неправильного определения заряда мюона;
- расстояние от мюона до первичной вершины (distance of closest approach -  $dca$ )  $dca < 0.05$  см — для уменьшения фона от продуктов множественных вторичных взаимодействий (pile up);
- недостающая поперечная энергия  $E_T > 25$  ГэВ — также для подавления фона от КХД-процессов.

После окончательного отбора событий было рассмотрено множество кинематических переменных, 12 из которых были выбраны для последующей оптимизации отделения сигнала от фона. Ниже перечислены эти переменные и на рис.22-33 представлены распределения событий по этим переменным (помимо экспериментальных данных, на рисунках показаны распределения для сигнала от UED при  $R^{-1} = 200$  ГэВ):

- поперечный импульс лидирующего мюона  $p_{T1}$ , рис. 22;
- поперечный импульс второго мюона  $p_{T2}$ , рис. 23;
- азимутальный угол между мюонами  $\Delta\phi$ , рис. 24;



- недостающая поперечная энергия  $\cancel{E}_T$ , рис. 25;
- величина  $\chi^2$  фита сшивки мюонных треков в центральном треkere и в мюонной системе, рис. 26, 27;
- число струй в событии  $N_{jets}$ , рис. 28;
- инвариантная масса мюонной пары  $M_{\mu\mu}$ , рис. 29;
- $\cancel{E}_T \times p_{T2}$ , скалярное произведение недостающей поперечной энергии и поперечного импульса второго мюона, рис. 30;
- топологические переменные  $M_{T1}$  и  $M_{T2}$ , вычисляемые по формуле 23 для лидирующего и второго мюонов, рис. 31, 32;
- значимость недостающей поперечной энергии  $Sig(\cancel{E}_T)$ , , рис. 33. Неверное измерение энергии струи приводит к ошибочному появлению недостающей энергии в направлении параллельном струе. Чтобы различать такие ошибки, вводится переменная  $Sig(\cancel{E}_T)$ , являющаяся отношением недостающей поперечной энергии  $\cancel{E}_T$  к сумме погрешностей определения энергии струй, спроецированных на направление струи:

$$Sig(\cancel{E}_T) = \frac{\cancel{E}_T}{\sum_{jets} \sigma_{proj}^2}. \quad (26)$$

### 3.6. Выделение сигнала

Для эффективного отделения сигнала от фона использовались мультивариационные методы, реализованные в программном пакете Toolkit for Multivariate Analysis (TMVA) [28]. После опробования нескольких методов был выбран метод Boosted Decision Trees (BDT). На этапе тренировки половина фоновых

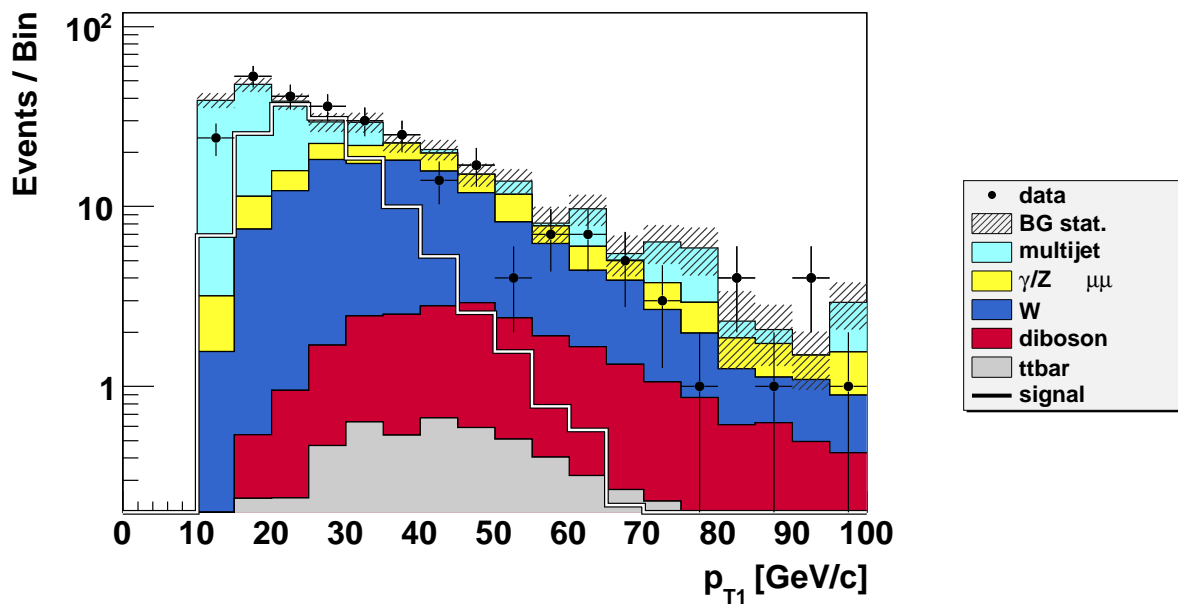


Рисунок 22. Распределение событий по поперечному импульсу лидирующего мюона  $p_{T1}$ .

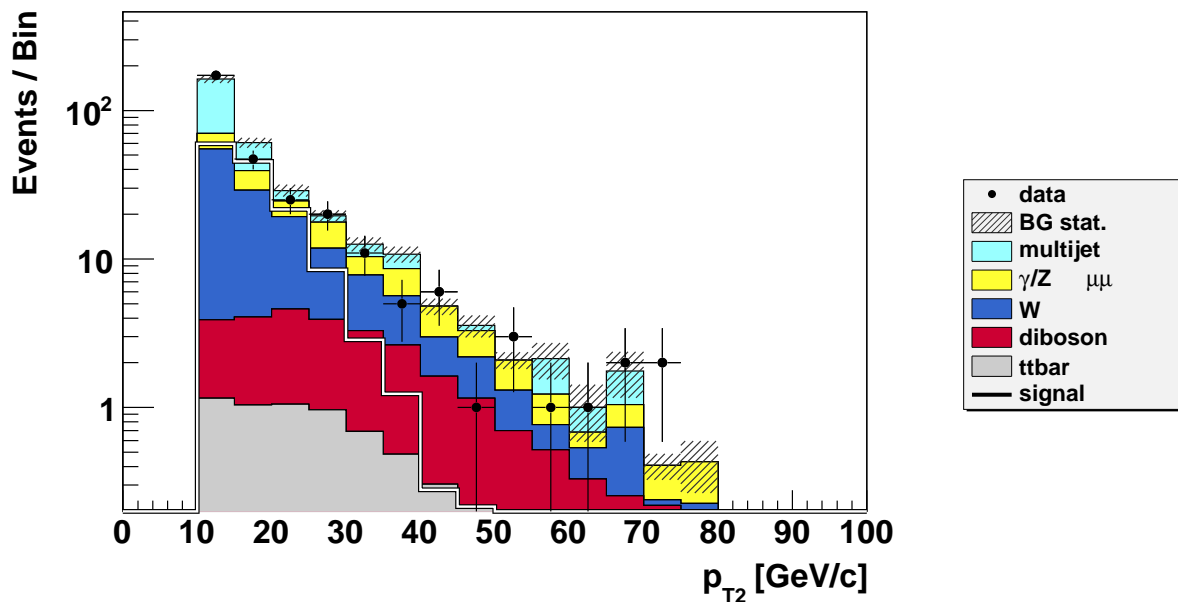


Рисунок 23. Распределение событий по поперечному импульсу второго мюона  $p_{T2}$ .

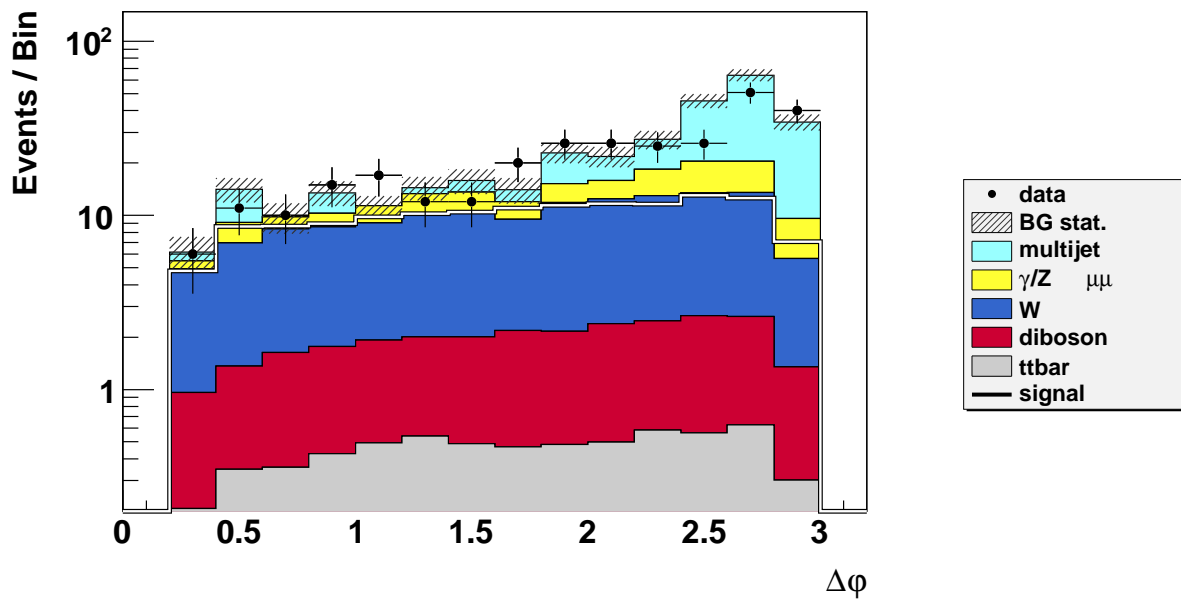


Рисунок 24. Распределение событий по азимутальному углу между мюонами  $\Delta\phi$ .

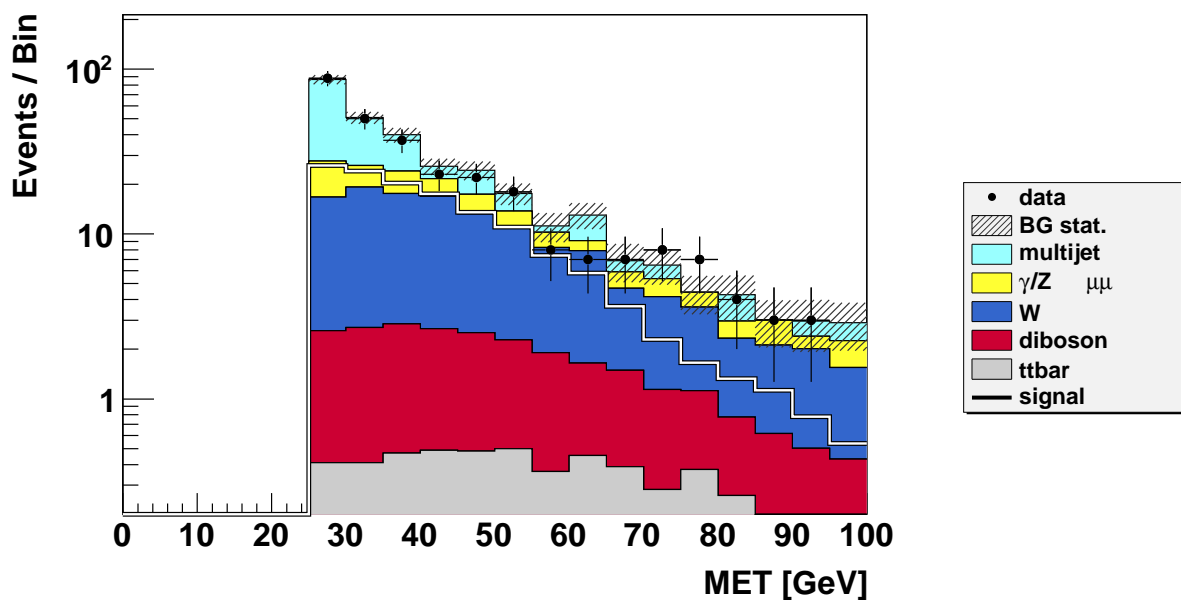


Рисунок 25. Распределение событий по недостающей поперечной энергии  $E_T$ .

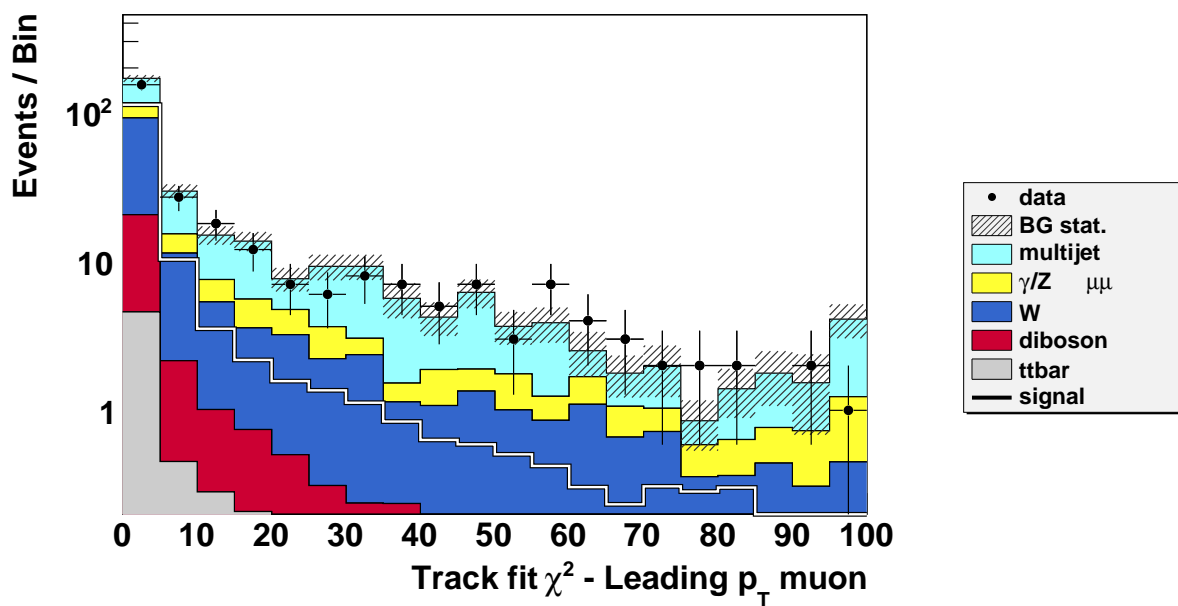


Рисунок 26. Распределение событий по величине  $\chi^2_1$  фитирования трека лидирующего мюона.

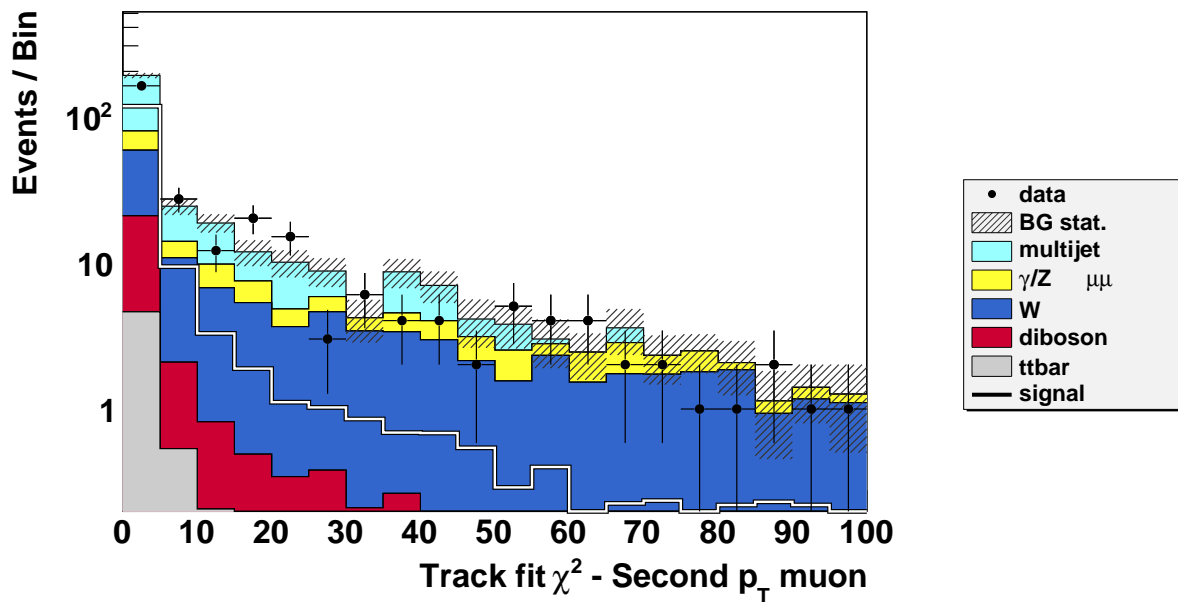


Рисунок 27. Распределение событий по величине  $\chi^2_1$  фитирования трека второго мюона.

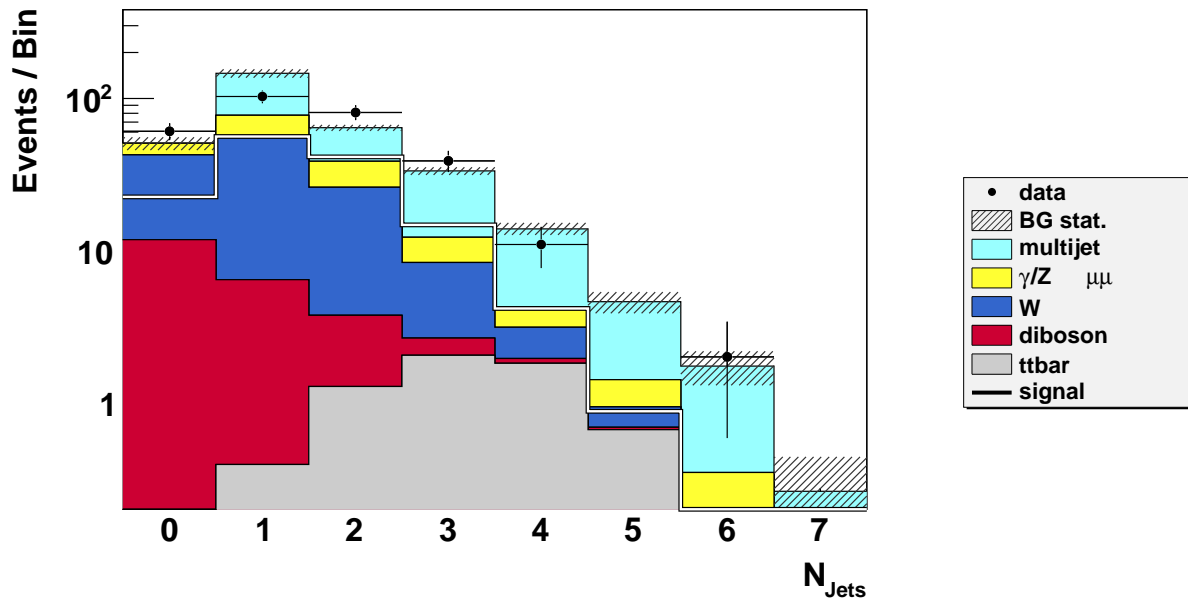


Рисунок 28. Распределение событий по числу струй в событии.

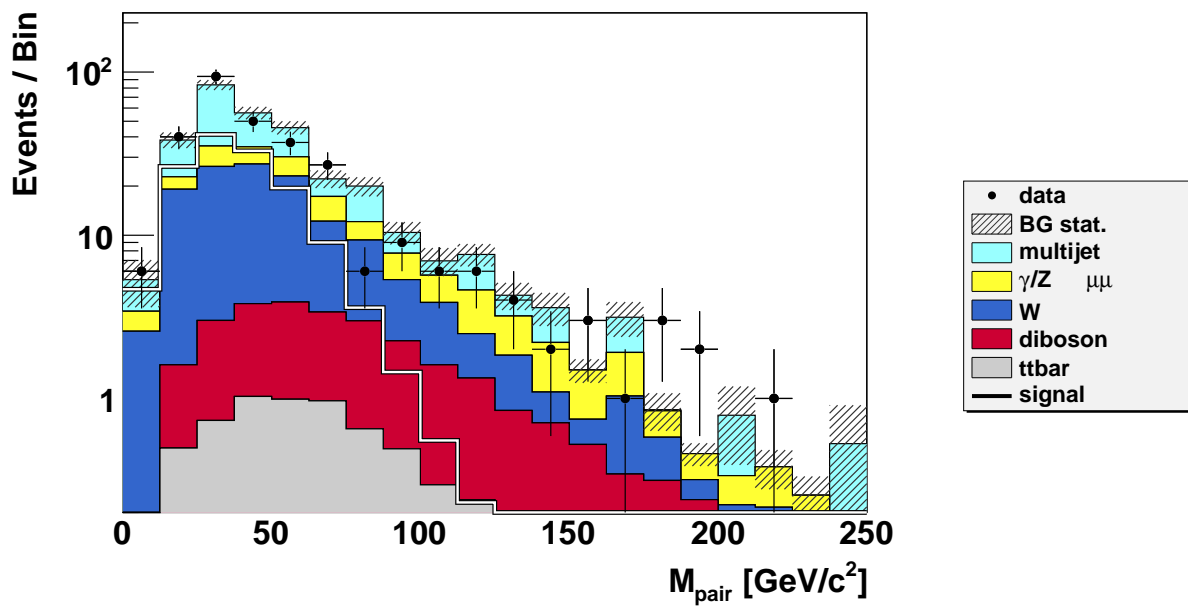


Рисунок 29. Распределение событий по инвариантной массе мюонной пары  $M_{\mu\mu}$ .

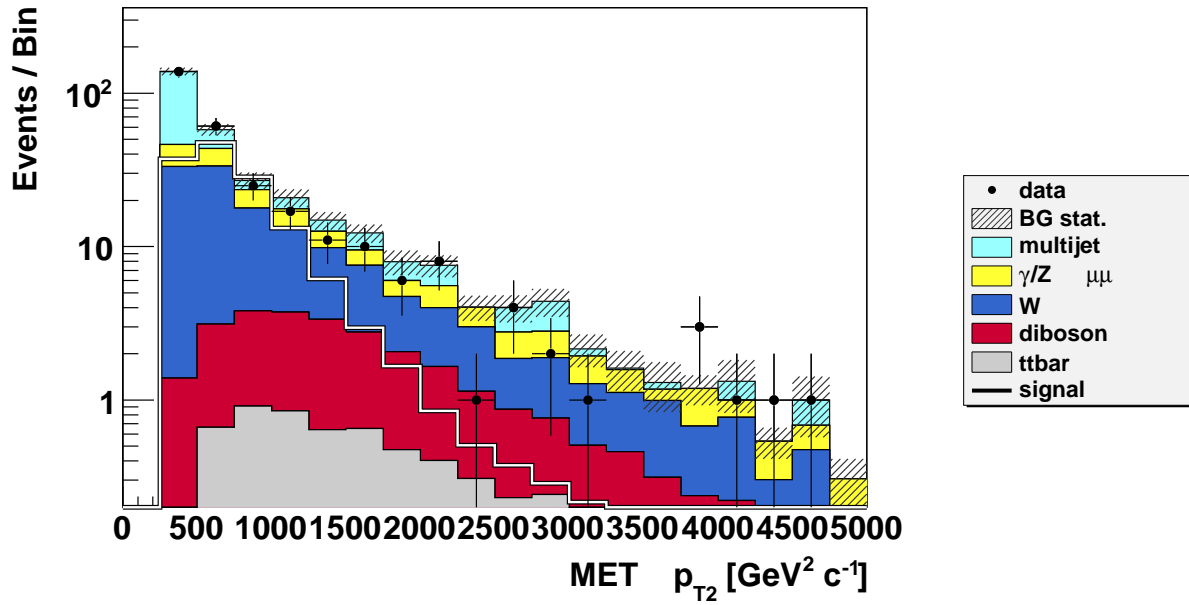


Рисунок 30. Распределение событий по произведению недостающей поперечной энергии и поперечного импульса второго мюона  $\cancel{E}_T \times p_{T2}$ .

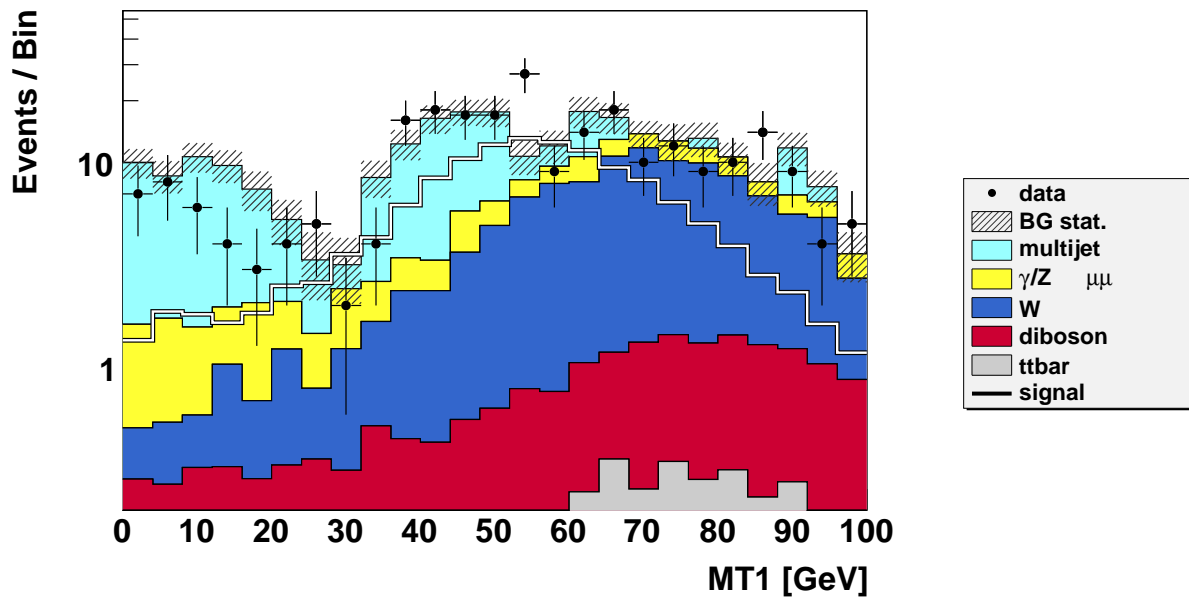


Рисунок 31. Распределение событий по поперечной массе  $M_{T1}(\cancel{E}_T, p_{T1})$ .

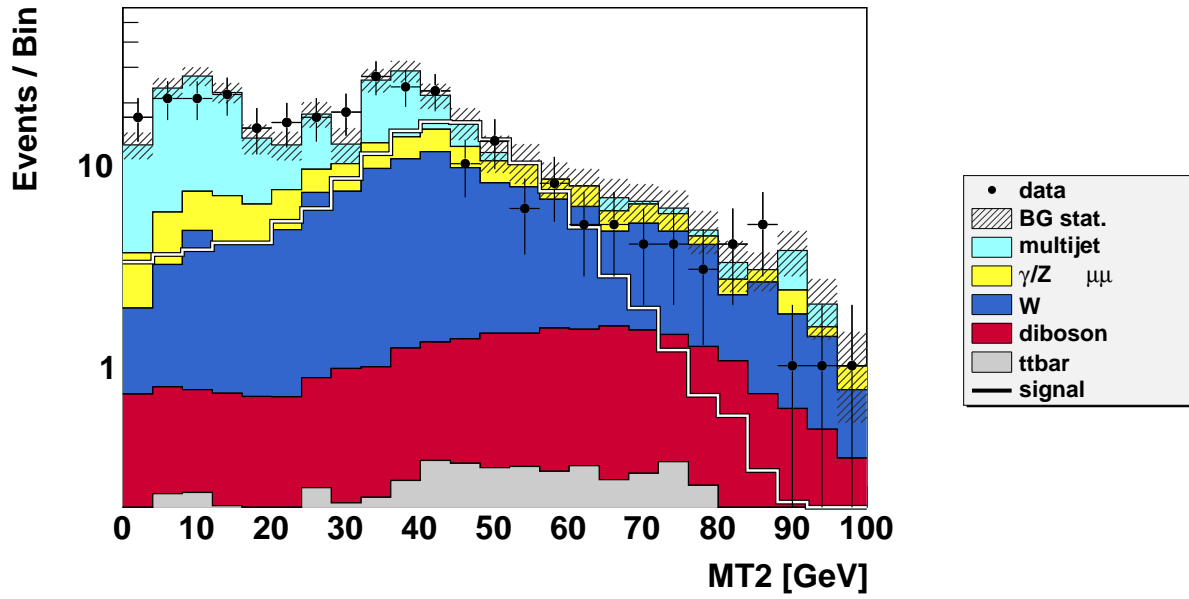


Рисунок 32. Распределение событий по поперечной массе  $M_{T2}(\cancel{E}_T, p_{T2})$ .

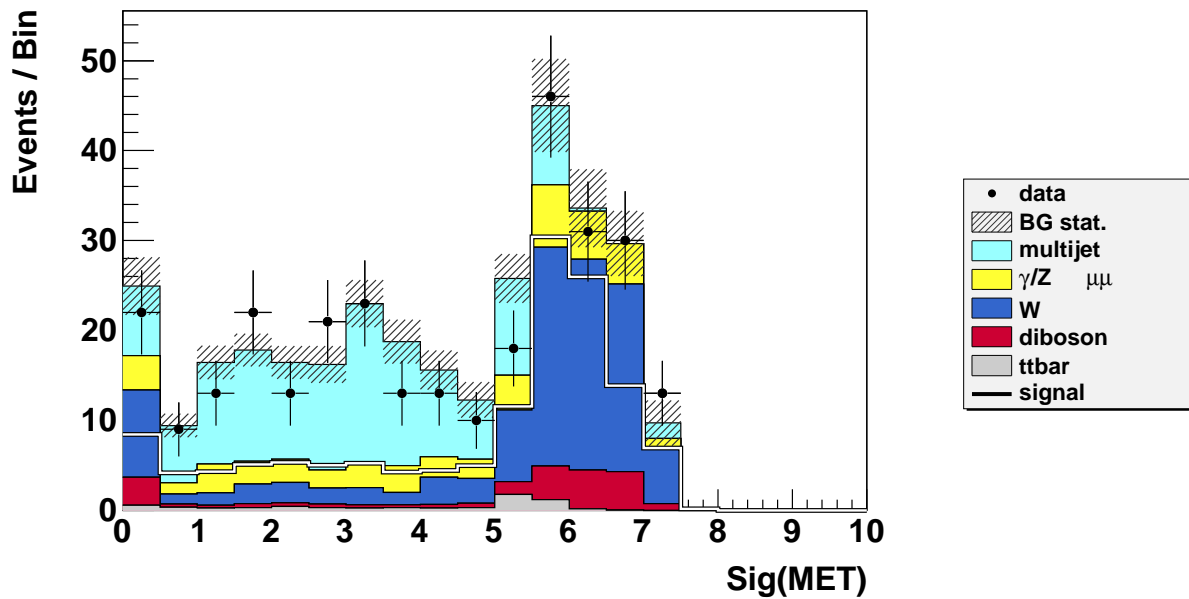


Рисунок 33. Распределение событий по значимости недостающей поперечной энергии  $Sig(\cancel{E}_T)$ .

событий и половина событий искомого сигнала используются для нахождения наилучшей дискриминирующей переменной. Затем эта переменная тестируется на второй половине событий фона и сигнала для того, чтобы проверить, не возник ли так называемый эффект перетренировки. На рис. 34 показаны распределения выходного классификатора для сигнала и фона как для тренировочной выборки, так и для тестовой. Хорошее согласие между тренировочными и тестовыми распределениями говорит о том, что тренировка проведена корректно.

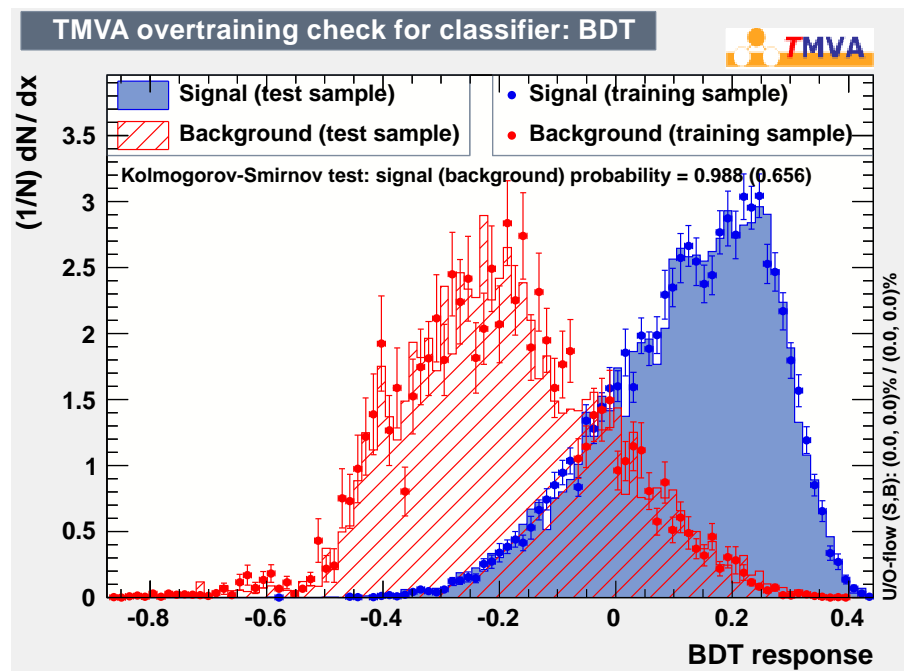


Рисунок 34. Выходной классификатор для тренировочной и тестовой выборки.

Корреляционные матрицы для переменных, перечисленных выше, представлены на рис. 35, 36 - для фона и сигнала, соответственно. Распределения выходной переменной, оптимизированной методом BDT для разделения сигнала и фона, представлены на рис. 37- 45 для значений  $R^{-1}$  от 200 до 320 ГэВ. Из рисунков видно, что экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с фоном.



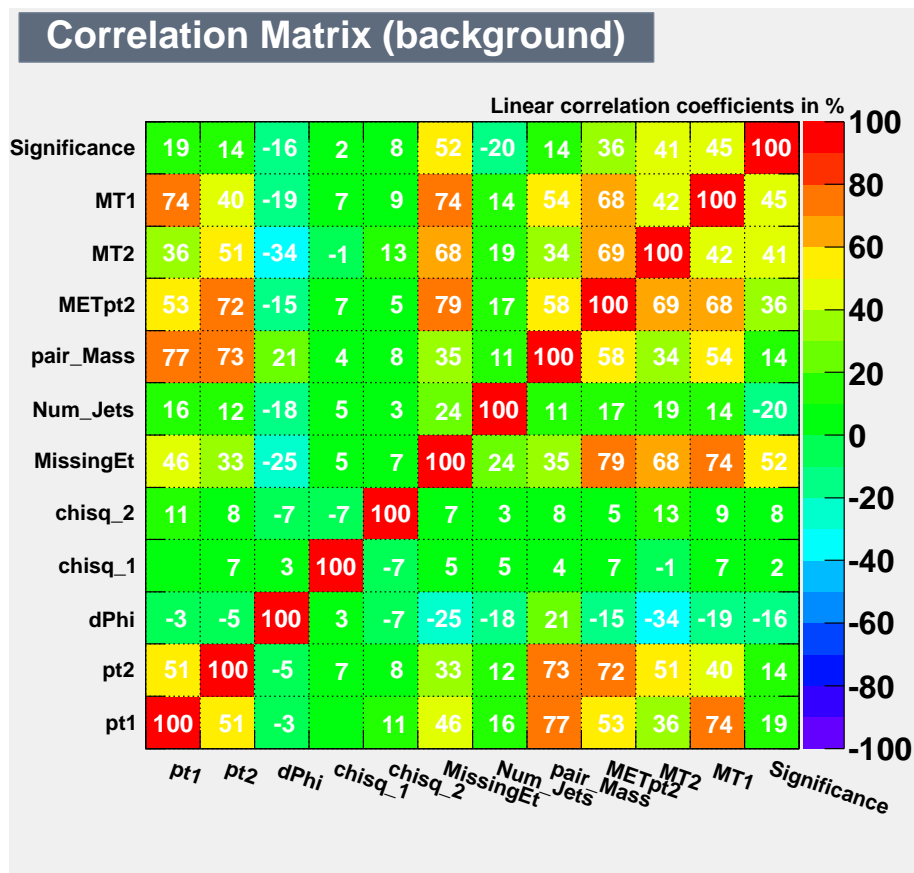


Рисунок 35. Матрица корреляций входных переменных для фона.

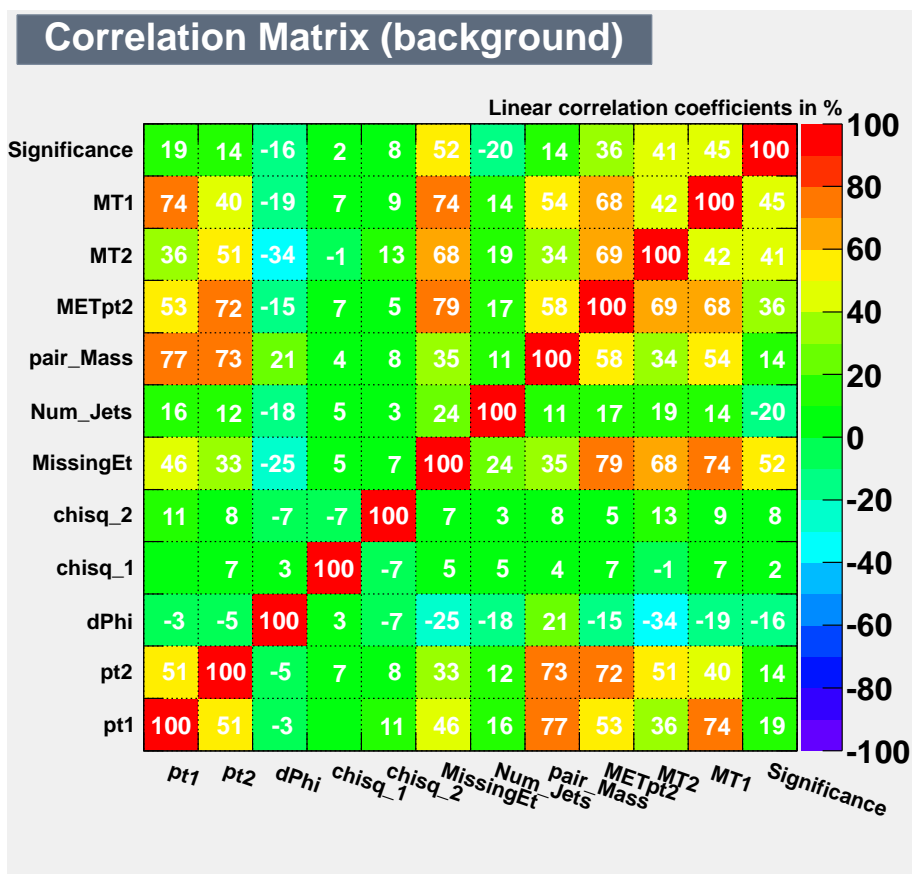


Рисунок 36. Матрица корреляций входных переменных для сигнала.

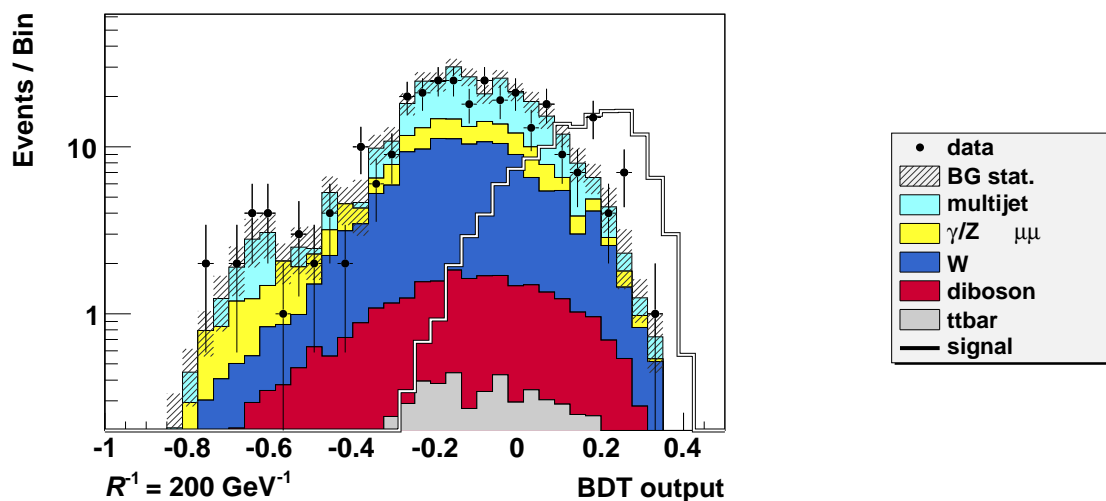


Рисунок 37. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 200 \text{ ГэВ}$ .

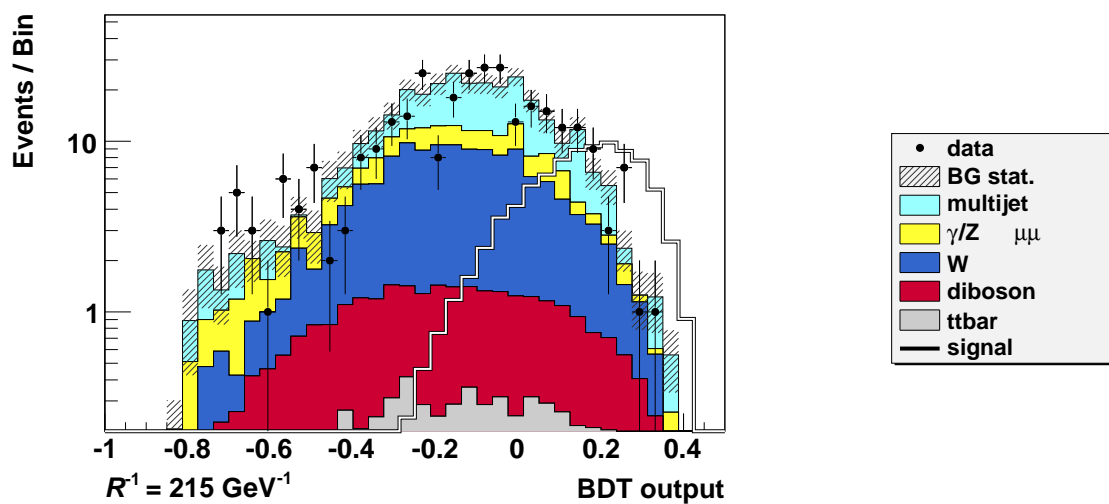


Рисунок 38. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 215 \text{ ГэВ}$ .

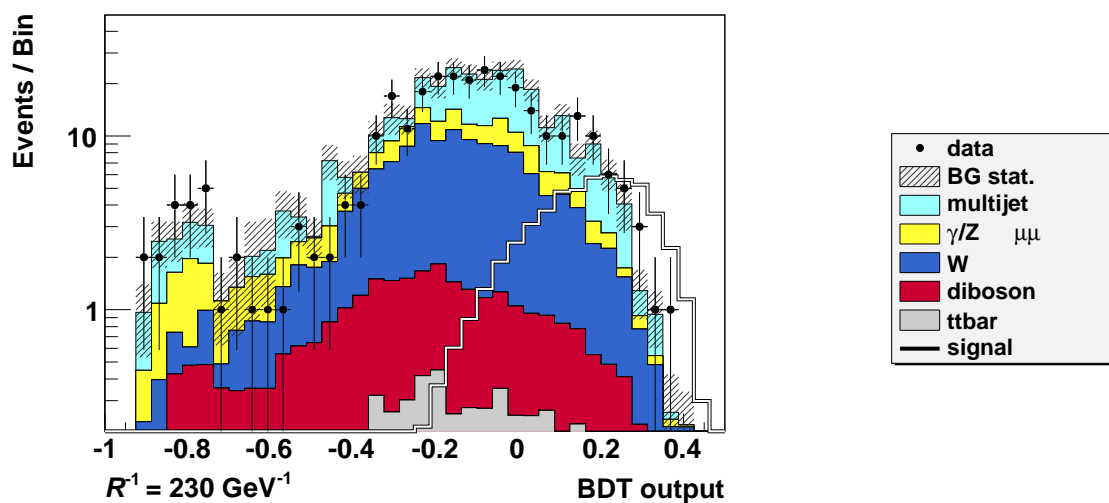


Рисунок 39. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 230 \text{ ГэВ}$ .

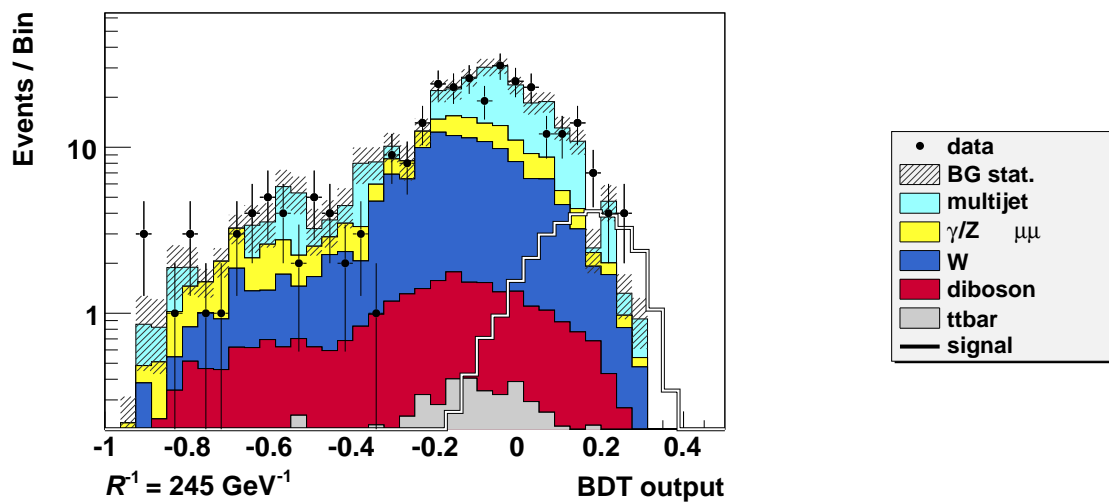


Рисунок 40. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 245 \text{ ГэВ}$ .

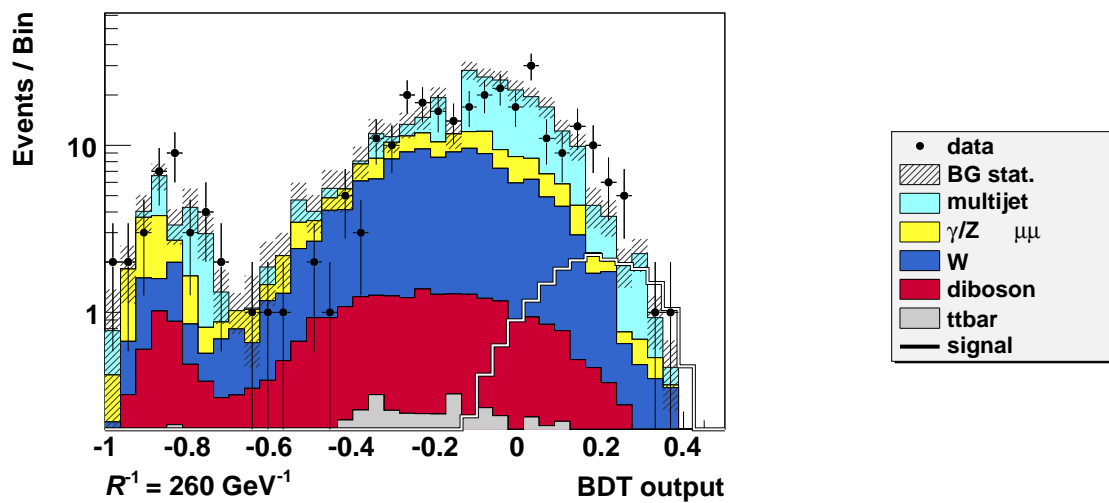


Рисунок 41. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 260 \text{ ГэВ}$ .

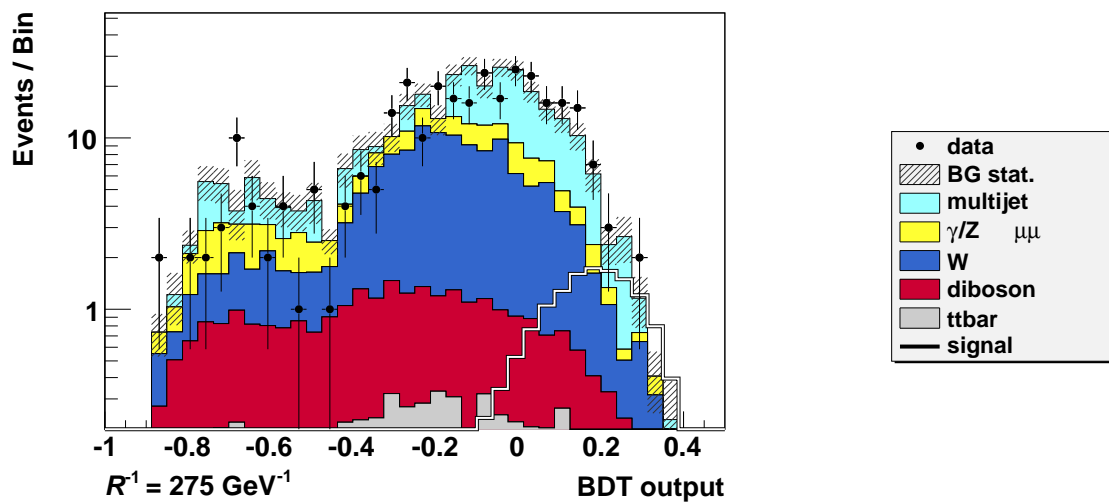


Рисунок 42. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 275 \text{ ГэВ}$ .

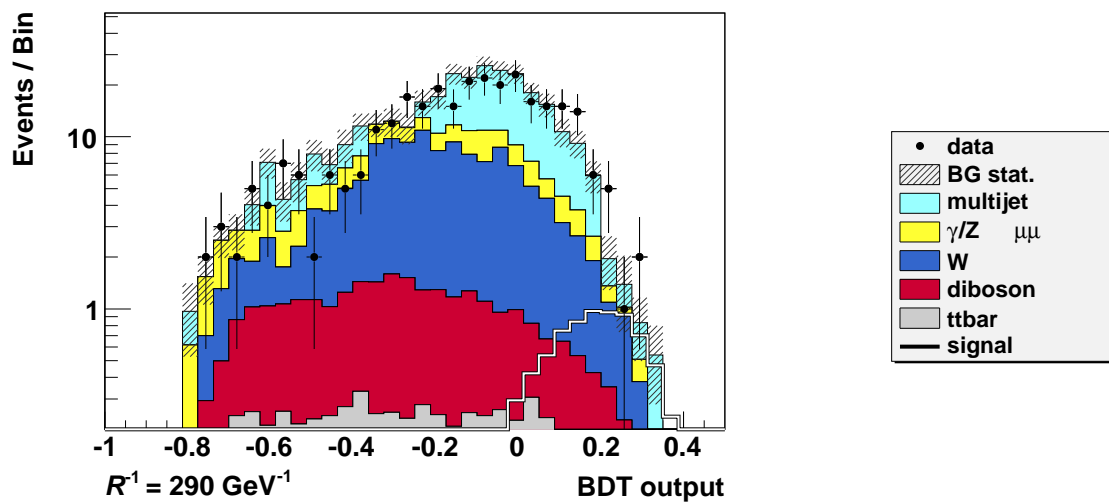


Рисунок 43. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 290 \text{ ГэВ}$ .

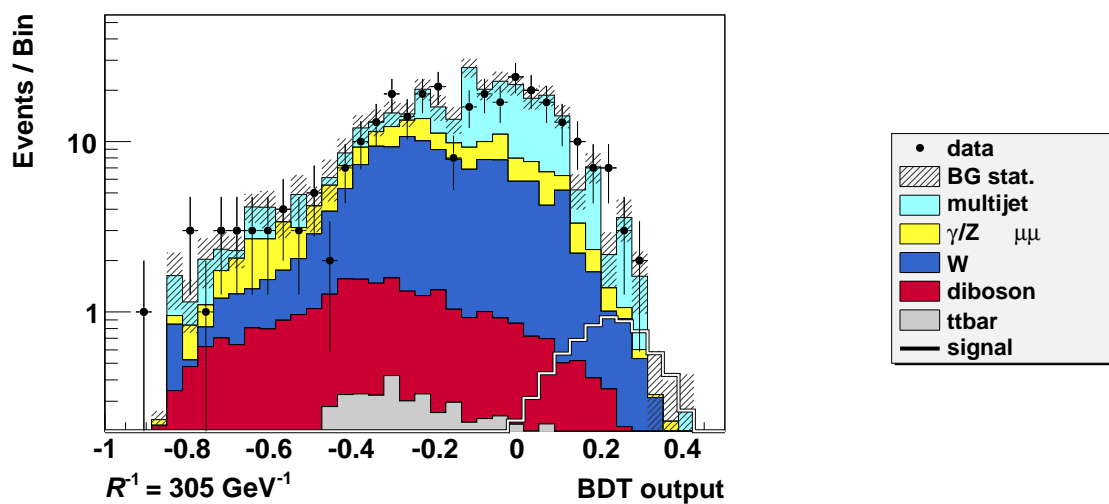


Рисунок 44. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 305 \text{ ГэВ}$ .

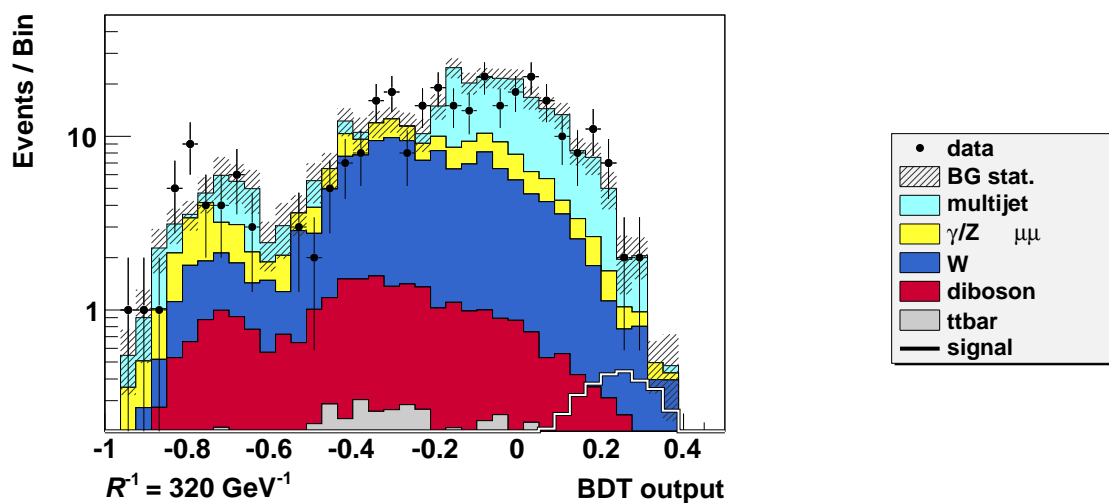


Рисунок 45. Выход BDT для сигнала с  $R^{-1} = 320 \text{ ГэВ}$ .

### 3.7. Систематические погрешности

Для корректного вычисления ограничения на сечение образования КК-частиц необходимо учесть различные систематические погрешности. Эти погрешности обусловлены несовершенством моделирования детектора, физических процессов, срабатывания триггерной системы и т.д.. Ниже перечислены систематические погрешности, которые вводились в процедуру вычисления ограничения на сечение. Большинство из них представлены постулативно, со ссылками на источники, а для некоторых приведены подробные описания.

Погрешность измерения светимости на установке D0 составляет 6.1%. Погрешность функций распределения партонов, приводящая к изменениям как сечений, так и кинематического аксептанса при моделировании Монте-Карло, составляет 4%. Погрешность измерения энергии струй — 4.1%. В экспериментальных данных и в данных Монте-Карло эффективности идентификации мюона, восстановления траектории мюона и измерения его изолированности разнятся, что приводит к возникновению соответствующих погрешностей: идентификация мюона — 2%, восстановление мюонного трека — 1%, измерение изолированности мюона — 0.5%. Систематические погрешности на сечения моделированных методом Монте-Карло процессов:  $W + jets$  — 8.5%, дибозонные процессы — 7%, парное образования t-кварков — 15%,  $Z/\gamma^*$  — 3.5%. Систематическая погрешность моделирования КХД-фона вычислялась следующим образом. Параметр  $N_i$  варьировался случайным образом по распределению Гаусса. Средние значения были установлены согласно табл. 3. Однако, для того, чтобы учесть зависимость  $N_i$  от поперечного импульса мюона, необходимо расширить диапазон варьирования по сравнению с указанными в табл. 3 статистическими погрешностями. Для этого зависимость  $N_i(p_T)$  аппроксимировалась экспоненциальной функцией. Полученное с помощью экспоненциальной аппроксимации  $N_i$  число

КХД-событий, отнесенное к числу событий в выборке  $\mathcal{Q}$ , и определяет новый диапазон варьирования  $N_i$ . После проведения 1000 псевдоэкспериментов было построено распределение числа смоделированных КХД-событий (рис. 46).

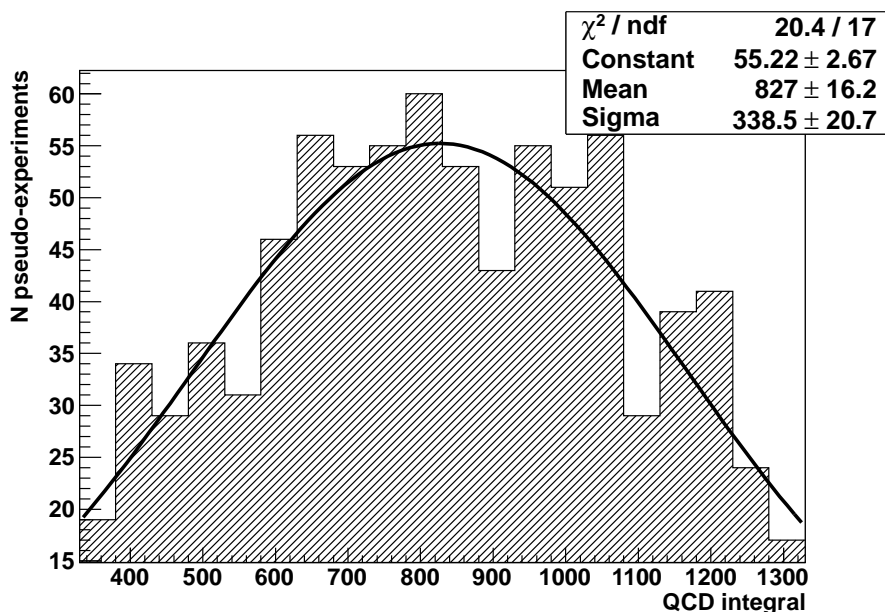


Рисунок 46. Распределение числа событий КХД-фона после 1000 псевдоэкспериментов с вариацией параметра  $N_i$ .

Стандартное отклонение аппроксимации полученной гистограммы распределением Гаусса составило 40%, оно и было использовано в качестве систематической погрешности моделирования КХД-фона.

Заряд мюона может быть измерен неправильно, особенно при больших значениях поперечного импульса, когда траектория движения мюона в магнитном поле слабо искривлена. Этот эффект заложен в алгоритмы моделирования Монте-Карло. Однако, необходимо убедиться, что вероятность неправильного определения заряда мюона в данных и в Монте-Карло одинаковы. Для этого можно воспользоваться тем фактом, что траектория мюона и его заряд определяются независимо в мюонной системе и в центральной трековой системе. Имея



результаты обоих измерений, можно посчитать число несовпадений при определении заряда в двух системах для данных. Затем можно сравнить полученное значение ( $161.7 \pm 32.4$ ) с числом 170.6, полученным путем моделирования распадов  $Z \rightarrow \mu\mu$ . Квадратично сложив разницу между этими величинами (8.9) с погрешностью экспериментальных данных (32.4), получим значение относительной погрешности определения заряда мюона 21%.

### 3.8. Результаты поиска процессов, связанных с универсальными дополнительными измерениями

В проведенном поиске превышения числа экспериментальных событий над ожидаемым фоном наблюдается не было. Тем не менее, имея на руках выходные распределения BDT и систематические погрешности, приведенные выше, можно установить ограничения на величину сечения процессов связанных с mUED. Для этого был использован программный пакет Collie [29], который учитывает не только интегральное число событий в данных, сигнале и Монте Карло, но и полную форму распределений выходных переменных BDT (которые являются входными для Collie).

Наблюдаемые ( $\sigma_{obs}$ ) и ожидаемые ( $\sigma_{exp}$ ) значения ограничений на величину сечения образования частиц UED, помноженную на бранчинг конечного состояния в два мюонами одного знака, для различных значений обратного радиуса компактификации  $R^{-1}$  представлены на рис. 47.

Точки пересечения наблюдаемого и ожидаемого ограничений на сечение образования частиц mUED с кривой теоретических расчетов соответствуют значениям  $R^{-1} = 260$  ГэВ и  $R^{-1} = 275$  ГэВ. Таким образом, с уровнем достоверности 95% исключается область  $R^{-1} \leq 260$  ГэВ, что соответствует разрешенной области масс легчайшего КК-кварка  $\geq 317$  ГэВ.

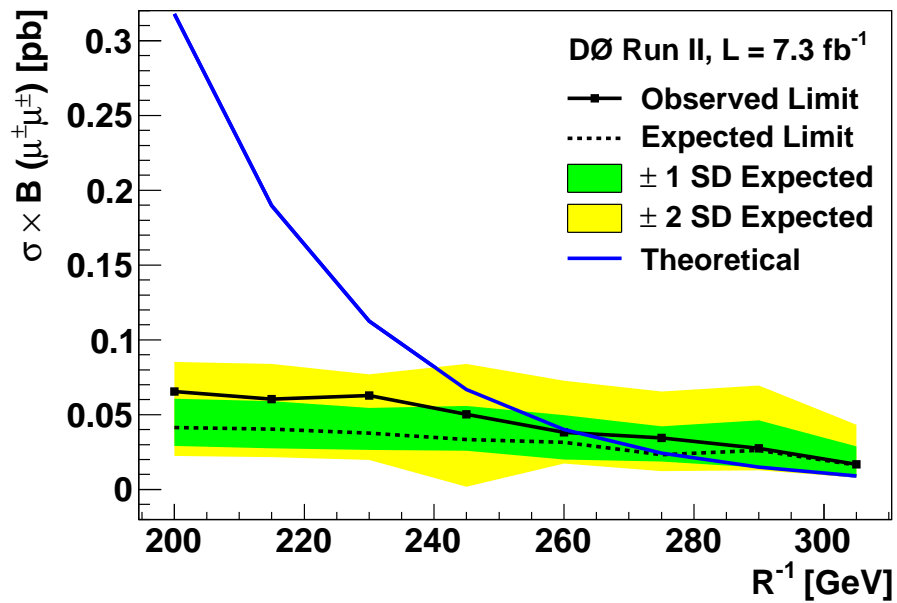


Рисунок 47. Наблюдаемые и ожидаемые значения ограничения на величину сечения образования частиц UED для различных значения обратного радиуса компактификации  $R^{-1}$ .

Полученные результаты являются первыми прямыми ограничениями на параметры данной модели.

## Заключение

1. Диссертационная работа посвящена поиску дополнительных пространственных измерений в эксперименте D0, а именно, поиску частиц Калуцы-Клейна (КК-частиц), рождающихся в рамках минимальной модели универсальных дополнительных измерений (mUED). Было показано, что поиск таких частиц в событиях, содержащих два мюона одного знака, является перспективной и решаемой задачей.
2. В работе проанализированы экспериментальные данные, соответствующие накопленной светимости  $7.3 \text{ фб}^{-1}$ .
3. С помощью разработанных методов и программного обеспечения для измерения одномюонных выходов экспериментально показана стабильность работы мюонной и триггерной системы, а также алгоритмов идентификации мюонов.
4. В рамках программного окружения эксперимента D0 созданы новые программные пакеты для отбора событий-кандидатов и моделирования фоновых процессов.
5. Наиболее сложным этапом работы оказалось моделирование фона от КХД процессов, что привело к созданию новой оригинальной методики его оценки.
6. Проведена работа по оценке систематических погрешностей, вносимых

различными источниками, в том числе методом моделирования фона от КХД процессов, ошибочным определением заряда мюонов и др.

7. Результаты, полученные с помощью современных программных методов, позволили с уровнем достоверности 95% исключить область обратного радиуса компактификации  $R^{-1} \leq 260$  ГэВ, что соответствует массам легчайшего КК-кварка  $m(Q_1) \leq 317$  ГэВ.
8. Выполненная работа является первым прямым поиском универсальных дополнительных измерений, предсказываемых моделью mUED.

Автор выражает большую благодарность своему научному руководителю действительному члену РАН Сергею Петровичу Денисову за неоценимую поддержку и помощь в работе. Прделанная работа не была бы возможной без участия В.Н.Горячева и А.В.Попова, которым автор выражает большую благодарность и признательность за их большой вклад в совместные исследования. Автор выражает признательность и благодарность Д.А.Стойновой за поддержку и помощь на различных этапах работы. Автор благодарен руководству ИФВЭ и коллаборации D0 за предоставленную возможность участвовать в этом интереснейшем эксперименте и работать вместе с яркими, талантливыми учеными со всего мира.

## Литература

1. V.M.Abazov et al. Search for Universal Extra Dimensions in ppbar Collisions. Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 131802.
2. В.А.Беззубов и др. Калибровка сцинтилляционного триггерного детектора передней мюонной системы эксперимента D0. Приборы и техника эксперимента **1** (2008), с.45-49.
3. A.Popov et al. Search for Universal Extra Dimensions in the Likesign Dimuon Channel. Препринт D0, **6300** (2012).
4. III Черенковские чтения: Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц. Москва, ФИАН (2010).
5. V Черенковские чтения. Направлено в печать в “Письма в ЭЧАЯ” **2** (2014).
6. Конференция Supersymmetry 2011 [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <https://indico.fnal.gov/conferenceDisplay.py?confId=3563>
7. A.Shchukin et al. Forward muon yields from July 2006 to September 2011. Препринт D0 **6262** (2012).
8. D.Perkins. Introduction to high-energy physics. Reading, USA: Addison-wesley (1982).
9. N.Cabibbo. Unitary Symmetry and Leptonic Decays. Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
10. M.Kobayashi, K.Maskawa. CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.

11. А.Ходос. Теории Калуцы-Клейна: общий обзор. УФН **146** (1985) 647–654.
12. Т.Kaluza. Zum Unitatsproblem der Physik. Sitzungber. Preuss. Akad. Wiss. Math, und Phys. K.1., 1921, 966.
13. O.Klein. Quantentheorie und funfdimensionale Relativitatstheorie. Zs. Phys., **37** (1926) 895.
14. N.Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali. Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity. Physical Review **D59(8)** (1999) 086004.
15. L.Randall, R.Sundrum. Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension. Physical Review Letters **83(17)** (1999) 3370–3373.
16. T.Appelquist, H.-C.Cheng, B.Dobrescu. Bounds on universal extra dimensions. Physical Review D **64(3)** (2001) 035002.
17. H.-C.Cheng, K.Matchev, M.Schmaltz. Radiative corrections to Kaluza-Klein masses. Phys. Rev. D **66** (2002) 036005.
18. H.-C.Cheng, K.Matchev, M.Schmaltz. Bosonic Supersymmetry? Getting fooled at the LHC. Phys. Rev. D **66** (2002) 056006.
19. Tevatron Run II Handbook [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <http://www-bd.fnal.gov/runII/index.html>
20. V.M.Abazov et al. The upgraded D0 detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. **565**, Issue 2 (2006) 463-537.
21. V.M.Abazov et al. The muon system of the Run II D0 detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. **372** (2005) 552.

22. Muon certification criteria [Электронный ресурс]. — Режим доступа: [http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/muon\\_algo.html](http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/muon_algo.html)
23. J. Pumplin, D. Stump, J. Huston et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, JHEP **0207** (2002) 012.
24. D. Stump, J. Huston, J. Pumplin et al. Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics. JHEP **0310** (2003) 046.
25. T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual, JHEP **0605** (2006) 026.
26. M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. JHEP **0307** (2003) 001.
27. J.M. Campbell, R.K. Ellis. Next-to-leading order corrections to  $W+2$  jet and  $Z+2$  jet production at hadron colliders. Phys.Rev. D **65** (2002) 113007.
28. A. Hocker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt et al. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis. PoS **ACAT** (2007) 040.
29. D0 Collaboration, “Systematics and limit calculations”. FERMILAB Technical Memo. **TM-2386-E**, D0 Note 5309 (2006)