

Оптимизация метода реконструкции векторных
бозонов в адронной моде распадов

С. А. Павлов

2012

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Современная физика на ускорителе LHC	3
1.2	Объект исследования	4
1.3	Предмет исследования	4
1.4	Цели и задачи исследования	5
2	Анализ данных	6
2.1	Обработка сгенерированных данных	6
2.1.1	Наборы данных	6
2.1.2	Фитирование	6
2.2	Методы реконструкции струй	9
2.2.1	Струи	9
2.2.2	Алгоритм k_t	9
2.2.3	Алгоритм Cambridge/Aachen	10
2.2.4	Алгоритм anti- k_t	11
2.3	Новые методы реконструкции жестких струй	11
2.3.1	Тримминг	11
2.3.2	Прунинг	12
3	Оптимизация метода реконструкции векторных бозонов	14
3.1	Определение оптимальных параметров тримминга	14
3.1.1	Оптимальный большой конус R	14
3.1.2	Наилучшие параметры для ширины	18
3.1.3	Наилучшие параметры для смещения массы	20
3.1.4	Наилучшие параметры для количества событий	24
3.2	Определение оптимальных параметров прунинга	25
3.2.1	Оптимальный большой конус R	25
3.2.2	Наилучшие параметры для смещения массы	29

3.2.3	Наилучшие параметры для ширины	29
3.2.4	Наилучшие параметры для количества событий	34
3.3	Сравнение с областью больших p_t	36
4	Заключение	39
4.1	Результаты	39

Глава 1

Введение

1.1 Современная физика на ускорителе LHC

Большой Адронный Коллайдер (LHC) - ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, предназначенный для изучения взаимодействия протонов и тяжёлых ионов (ионов свинца) при сверхвысоких энергиях. Коллайдер находится в Европейском центре ядерных исследований (CERN), на границе Швейцарии и Франции. Ускоритель рассчитан на столкновения протонов с суммарной энергией 14 ТэВ в их системе центра масс (до конца 2011 г. он эксплуатировался при энергии 7 ТэВ, в 2012 г. она уже поднята до 8 ТэВ). Максимальная достигнутая дифференциальная светимость коллайдера 3×10^{33} частиц/см²с (октябрь 2011 года). На LHC работают 6 экспериментальных установок: 2 многоцелевых (ATLAS и CMS), а также LHCb, ALICE, TOTEM, LHCf. Полная светимость LHC, набранная к концу 2011 года в ATLAS и CMS, превышает 5 фб^{-1} на эксперимент.

Стандартная Модель (SM), или Standard Model физики элементарных частиц описывает 12 видов фермионов (6 кварков и 6 лептонов), 4 вида векторных калибровочных бозонов (глюон, фотон, W, Z) и одну скалярную частицу - бозон Хиггса. Все частицы SM, за исключением бозона Хиггса, были обнаружены экспериментально. Эта гипотетическая частица играет фундаментальную роль в теории, поскольку ответственна за механизм генерации масс всех массивных элементарных частиц SM. Масса самого бозона Хиггса - свободный параметр теории, который должен быть определён экспериментально. Прямые поиски на электрон-позитронном коллайдере LEP привели к установлению нижней границы массы бозона Хиггса, m_H , 114.4 ГэВ. Прямые поиски в экспериментах CDF и D0 на протон-антипротонном коллайдере Tevatron исключили существование бозона Хиггса в диапазоне масс $156 < m_H < 177$ ГэВ на 95 % уровне достоверности. Поиск бозона

Хиггса - одно из главных направлений работы Большого Адронного Коллайдера.

Однако существует физика по ту сторону, вне Стандартной Модели (Beyond SM). И адронный коллайдер с высочайшими энергиями дает возможность заглянуть в эту область, найти там совершенно новую физику.

Поиск новой физики - это одна из самых основных и актуальных задач фундаментальной науки сегодня. Однако для возможности новых открытий необходимо существование сильной теоретической, экспериментальной и методической базы. На данный момент разработано бесчисленное множество теорий, ожидающих проверки. Некоторые из них вообще вряд-ли когда-нибудь смогут получить подтверждение. Экспериментаторы уже внесли свой неоценимый вклад в физику высоких энергий, спроектировав, построив и запустив Большой Адронный Коллайдер и все его детекторы. В течение многих лет физикам всего мира обеспечен постоянный приток данных. Получается, что основная задача сейчас - уметь правильно обрабатывать эти данные, иметь методические наработки для анализа. Поэтому важно развивать методы и алгоритмы обработки сигнала и реконструкции частиц. Этому и посвящена настоящая работа.

1.2 Объект исследования

Объектом исследования является набор сгенерированных данных Монте-Карло моделирования реальных процессов.

В работе использовались события $Z + \text{jet}$, при этом Z распадался в адронной моде. Однако наборы данных по распадам векторного бозона взяты не из прямых наблюдений столкновений пучков в детекторе, а смоделированы методом Монте-Карло. Берутся готовые наборы данных созданных генератором HERWIG 6.5. Это так называемые Particle Level - данные берутся как первый шаг в оптимизации параметров новых методов реконструкции векторных бозонов Z . В них отсутствуют влияние отклика детектора, не учитывается pile-up и т.д. Таким образом, анализ существенно облегчается. Мы можем найти наилучшие алгоритмы с оптимальными параметрами на “чистых” данных и уже затем применить их для реальных событий.

1.3 Предмет исследования

Предметом исследования являются новые современные методы реконструкции жестких струй с большим поперечным импульсом. Эти методы используются для об-

работки сгенерированных данных с целью получения реконструированных векторных бозонов. Работа выполнялась под операционной системой Scientific Linux CERN 5 с использованием пакета объектно-ориентированных программ и библиотек ROOT 5 и специализированного пакета для работы со струями FastJet 3.

В рамках написания работы был создан ряд программ на языке C++ с использованием библиотек ROOT и FastJet. Вместе они представляют полный комплекс инструментов для чтения и обработки данных, определению струй, их последующего трансформирования с использованием новых методов, параметры которых собственно и исследуются. Программы позволяют определять эффективность реконструкции, варьируя выбранные параметры.

1.4 Цели и задачи исследования

Можно сформулировать следующие основные задачи исследования:

1. Подготовить наборы данных
2. Изучить алгоритмы выделения струй
3. Опробовать новые методы работы со струями
4. Подобрать оптимальные параметры для каждого метода
5. Сравнить методы и выявить наилучший с оптимальными параметрами

Таким образом главной целью работы является

- изучение нового инструментария для работы со струями, а также
- подбор набора оптимальных параметров для как можно более эффективной реконструкции векторных бозонов.

Глава 2

Анализ данных

2.1 Обработка сгенерированных данных

2.1.1 Наборы данных

В данной работе рассматривались данные Particle Level, сгенерированные с помощью HERWIG 6.5. В них отсутствуют влияние отклика детектора, не учитывается pile-up и т.д. Зато в них учитывается влияние Underlying Events. Основной анализ проводился на наборе событий $Z +$ струя, при этом Z распадался в адронной моде и далее на основе этого распада реконструировались струи.

Использовались наборы с двумя разными значениями p_t . Основная оптимизация проводилась на наборе данных с $p_t = 200-300$ ГэВ. Затем полученные результаты сопоставлялись с набором данных с $p_t = 300-400$ ГэВ.

Типичная картина поведения распределения по поперечным импульсам реконструированных струй представлена на рис. 2.1. Мы имеем шум в области низких масс и сигнал, соответствующий пику Z -бозона в жесткой области. Параметры распознавания струй сильно влияют на количество событий в пике, и необходимо подобрать наиболее удачную функцию для фитирования сигнала.

2.1.2 Фитирование

Основной анализ проводился после фитирования полученных данных. И здесь уместно остановиться на рассмотрении различных способов фитирования с целью определить наиболее подходящий - содержащий меньше параметров и более эффективный. Исходя из общего опыта подбора функций для фитирования в качестве описания сигнала подбирались три возможных варианта.

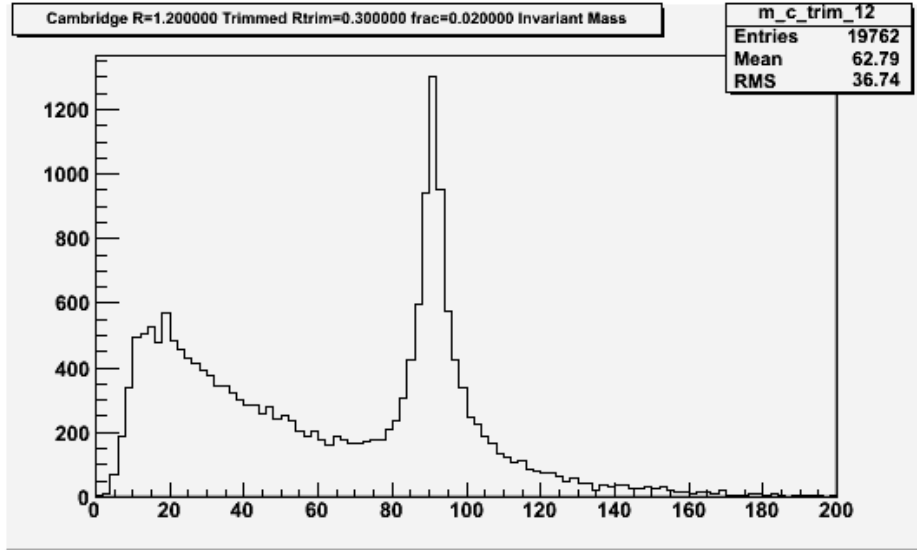


Рис. 2.1: Распределение по массе

Первый, самый простой вариант - распределение Гаусса:

$$G(m, m_0, \sigma, A) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left[-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma^2}\right]$$

Второй вариант - нерелятивистское распределение Брейта-Вигнера:

$$B(m, m_0, \Gamma, A) = \frac{A}{\pi} \cdot \left[\frac{\Gamma}{(m - m_0)^2 + \Gamma^2} \right]$$

И наконец, третий вариант - свертка распределения Гаусса и распределения Брейта-Вигнера:

$$P(m) = A \int B(m', m_0, \Gamma) \cdot G(m - m', m_0, \sigma) dm'$$

Шум описывался путем прибавления к сигналу обратной экспоненты.

$$N(m, C, k) = C \cdot \exp[-(m - k)]$$

Проверки показали, что добавление в показатель экспоненты квадратичных членов излишни. Из трех функций была выбрана вторая - нерелятивистское распределение Брейта-Вигнера. Эта функция обеспечивает минимум параметров и минимальное отклонение при максимально точном описании и шума, и пика (см. рис. 2.2).

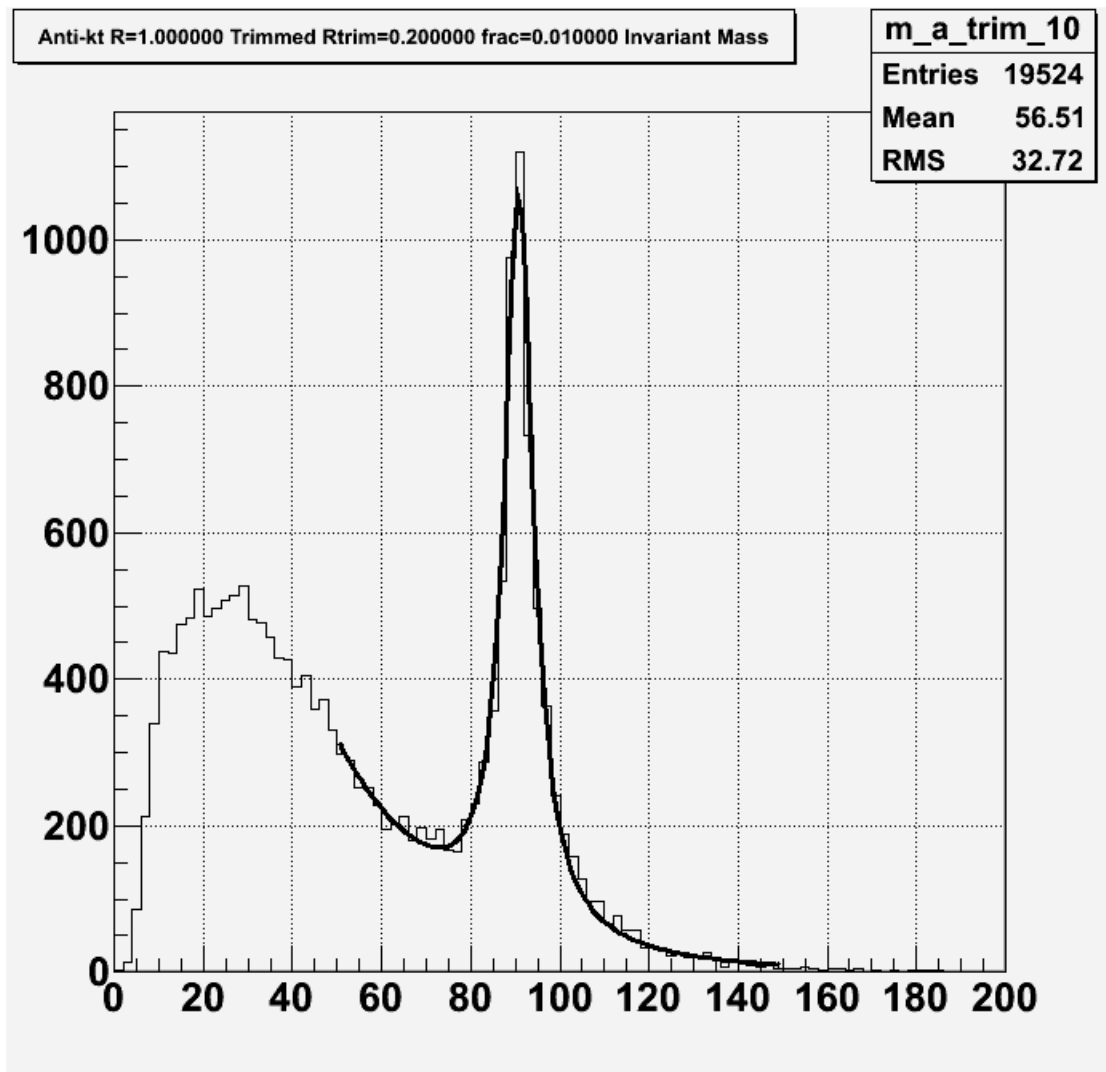


Рис. 2.2: Фитирование функцией Брейта-Вигнера

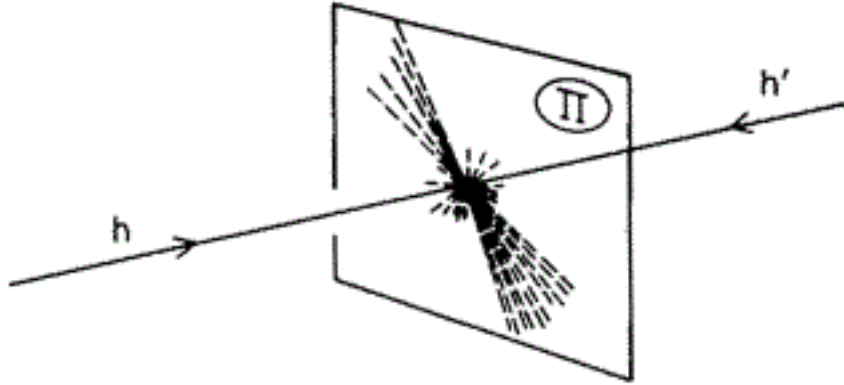


Рис. 2.3: Образование струй в плоскости Π при столкновении адронов h и h'

2.2 Методы реконструкции струй

2.2.1 Струи

Адронная струя образуется несколькими элементарными частицами, летящими в одном направлении в узком конусе. Например, столкновение адронов приводит к образованию струй в плоскости, ортогональной направлению столкновения (см. рис. 2.3). Физическая причина образования струи — адронизация высокоэнергетичного кварка или глюона. В природе адронные струи образуются только искусственным образом, в экспериментах в физике высоких энергий.

Все алгоритмы распознавания струй перебирают всевозможные пары частиц-кандидатов в струи. Каждому алгоритму необходимо задать главный параметр - R - который мы будем называть “большим радиусом” (в отличие от “малого радиуса”, представленного в п. 2.3).

2.2.2 Алгоритм k_t

Продольно-инвариантный алгоритм k_t существует в инклюзивном и эксклюзивном вариантах. Он является базовым алгоритмом реконструкции струи из различных частиц с различными характеристиками.

Инклюзивный вариант алгоритма k_t формулируется как последовательное выполнение шагов

1. Для каждой пары рассматриваемых частиц i и j формируется величина, называемая расстоянием (дистанцией)

$$d_{ij} = \min(p_{ti}^2, p_{tj}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

в котором ΔR_{ij}^2 определяется как

$$\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$$

где p_{ti} , y_i и ϕ_i есть поперечный импульс (по отношению к направлению пучка), быстрота и азимут частицы i .

2. Для каждого партона i также определяется величина

$$d_{iB} = p_{ti}^2$$

которая описывает расстояние до пучка.

3. Далее находится минимальное значение из всех расстояний

$$d_{min} = \min(d_{ij}, d_{iB})$$

Если d_{min} есть d_{ij} то происходит слияние частиц i и j в одну частицу с суммированием их четырех-импульсов. Если же d_{min} есть d_{iB} , то частица i считается финальной струей и она удаляется из списка рассматриваемых частиц.

4. Все шаги повторяются начиная с шага 1 до тех пор, пока не кончатся все частицы.

Эксклюзивный вариант алгоритма k_t состоит из тех же шагов, но с немного измененными условиями:

1. Если d_{iB} имеет наименьшее значение то частица i считается частью пучка и отклоняется
2. Распознавание заканчивается, когда все d_{ij} и d_{iB} становятся больше некоторого дополнительного параметра d_{cut} .

2.2.3 Алгоритм Cambridge/Aachen

Следующий алгоритм - Cambridge/Aachen (C/A, или просто Cambridge) для реконструкции столкновений pp - используется только в инклюзивной версии, формулировка которой совпадает с описанным выше k_t алгоритмом, за исключением определения дистанции между парой частиц из струи. Частицы принадлежат струе, если

$$d_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

$$d_{iB} = 1$$

Для того, чтобы извлечь эксклюзивную струю, использовать эксклюзивную версию Cambridge/Aachen, необходимо использование дополнительного параметра d_{cut} . Для этого нужно просто взять множество струй, полученных исходя из следующего условия:

$$d_{ij}, d_{iB} > d_{cut}$$

Если имеется распознавание с каким-либо радиусом R , то это дает эффективный способ показать события с меньшим эффективным радиусом R_{eff}

$$R_{eff} = \sqrt{d_{cut}}R$$

2.2.4 Алгоритм anti- k_t

Итак, третий алгоритм определения струй - так называемый алгоритм anti- k_t . Он определяется совершенно точно так же, как и стандартный k_t алгоритм, кроме иной формулы для определения расстояния между составляющими струи. В случае anti- k_t она имеет вид

$$d_{ij} = \min\left(\frac{1}{p_{ti}^2}, \frac{1}{p_{tj}^2}\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{ti}^2}$$

Этот алгоритм больше, чем предыдущие два, подходит для жестких струй, которые почти точно круговые в “цилиндре” по переменным $y - \phi$.

2.3 Новые методы реконструкции жестких струй

2.3.1 Тримминг

После того, как струя распознана и учтена в суммарном распределении по p_t , существует возможность, все еще зная все составляющие этой струи, провести ее переопределение, рекластеризацию,

Тримминг (Trimming) - первый метод трансформации струи. Он заключается в рекластеризации составляющих струи с некоторым данным распознающим алгоритмом последовательной рекомбинации. Тримминг был разработан как фильтр

для уменьшения чувствительности реконструированной массы к Underlying Event. Общий принцип действия таков.

1. Из струи, к которой применяется тримминг, выделяются подструи, которые перереконструируются с использованием одного из базовых алгоритмов. В данной работе для тримминга использовался алгоритм Cambridge с параметром dR - так называемым “малым радиусом” (в отличие от “большого радиуса”, с которым распознавалась подвергающаяся триммингу струя). Этот параметр dR - первый из двух параметров тримминга, которые будут оптимизированы в дальнейшем.
2. После этого каждая новая распознанная подструя проходит проверку на значение поперечного импульса. Подструя остается в струе, если она удовлетворяет условию

$$p_t^i > f \times p_t$$

где p_t^i есть поперечный импульс одной из подструй, p_t - поперечный импульс струи, к которой применяется тримминг, а f - параметр, который мы будем обозначать как $fr. p_t$ (фракция p_t). Таким образом, от значения фракции p_t зависит, насколько жесткие подструи останутся в струе. Фракция p_t - второй параметр тримминга, который будет проварьирован для оптимизации.

2.3.2 Прунинг

Следующий метод трансформации струи - так называемый прунинг (Pruning). Он также заключается в рекластеризации составляющих струи с некоторым данным распознающим алгоритмом последовательной рекомбинации. В нашем случае для прунинга использовался собственный алгоритм $anti-k_t$. Последовательно берутся и анализируются подструи i и j из данного события. Однако при этом вводится запрет на низкоэнергетичные (мягкие) рекомбинации между предполагаемыми подструями i и j , а также запрещается большой угол между ними. Это выражается двумя четкими условиями - запретами и дает нам два параметра для различной работы прунинга.

Итак, прунинг накладывает вето на подструю, если

1. Геометрическое расстояние между распознанными подструями i и j больше чем параметр R_{prun} , который определяется как

$$R_{prun} = r_{cut} \times \frac{2m}{p_t}$$

где r_{cut} есть первый задаваемый параметр прунинга, а m и p_t - соответственно масса и поперечный импульс исходной струи, к которой применяется прунинг.

2. Для одной из подструй

$$p_t^i < z_{cut} \times p_t^{i+j}$$

где p_t^i есть поперечный импульс одной из подструй, p_t^{i+j} - суммарный импульс рассматриваемой пары подструй, z_{cut} - второй параметр, который будет рассмотрен нами для оптимизации прунинга.

Когда вето выполняется, наиболее мягкая подструя из i и j отбрасывается, а более жесткая остается и вносит вклад в результирующую струю.

Прунинг похож на тримминг тем, что он также убирает загрязнение мягким шумом с целью сохранить жесткое пертурбативное излучение внутри струи. Однако, поскольку по умолчанию параметры для удаления шума зависят от первоначальной массы струи, тип отбрасываемого излучения в значительной степени зависит от исходной структуры струи. В результате прунинг (в стандартной форме) лучше рассматривать как алгоритм удаления шума в сочетании с обрезанием массы струи, к которой он применяется, а не как процедуру удаления общего шума.

Глава 3

Оптимизация метода реконструкции векторных бозонов

3.1 Определение оптимальных параметров тримминга

3.1.1 Оптимальный большой конус R

Перейдем к определению оптимальных параметров для различных методов трансформирования результирующих струй. Стоит ли вообще применять какие-либо новые продвинутое алгоритмы для анализа. Насколько повышается эффективность и точность реконструкции векторных бозонов?

Рассмотрим полученные распределения по массе для реконструированных струй. На рис. 3.1 приведена зависимость абсолютной величины отклонения реконструированной массы m от истинной массы Z -бозона m_Z . По мере увеличения большого радиуса R , являющегося параметром алгоритма распознавания струй, в конус струи попадает все больше и больше частиц. Если не применять никаких дополнительных методов реконструкции жестких струй, то по мере роста радиуса конуса R мы можем наблюдать почти линейный рост модуля разности масс. Это значит что чем больше частиц мы захватываем тем хуже мы определяем реальные струи от Z -бозона, а значит можем с меньшей точностью восстановить пик и определить какие-либо его параметры. Однако с использованием постобработки картина существенно меняется. С ростом радиуса R мы все точнее приближаемся к истинной массе. Точность с обработкой и без обработки отличается в разы. Это значит, что мы можем сделать следующие выводы.

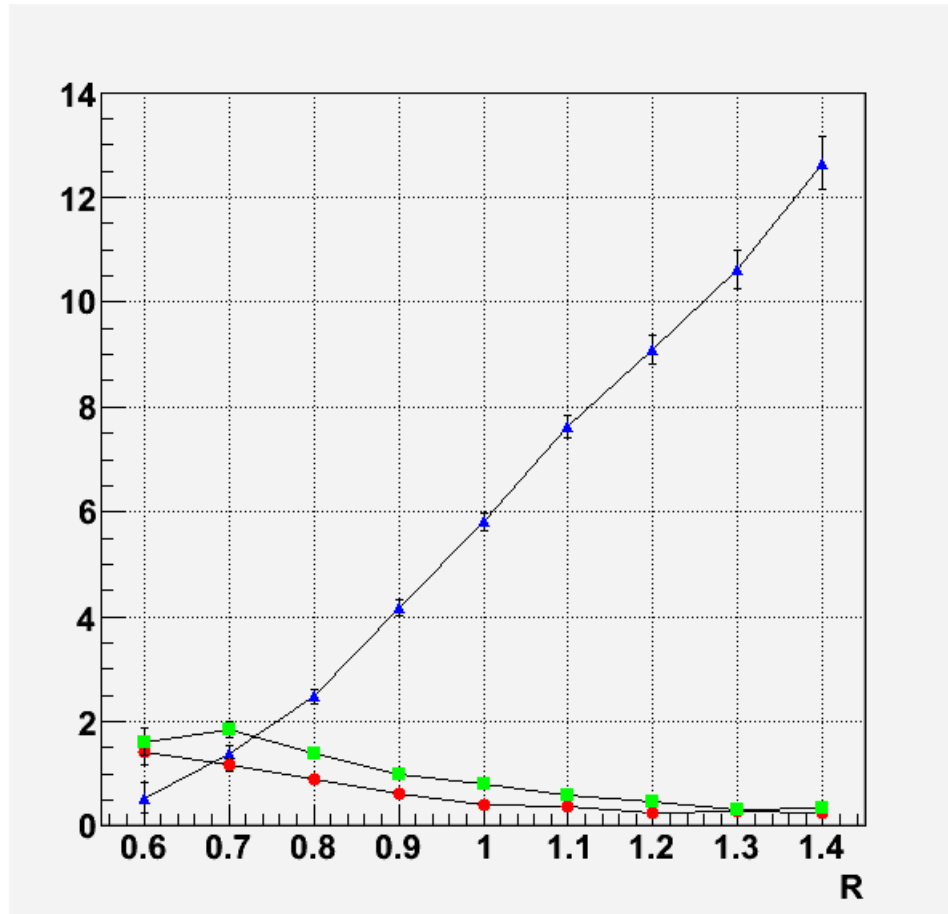


Рис. 3.1: Значение $|m - m_Z|$ от R в зависимости от метода обработки - без обработки (▲), тримминг (●) и прунинг (■)

Использование тримминга не лишено смысла. Его эффективность увеличивается (разность масс уменьшается) по мере увеличения R до определенного значения, после чего не сильно изменяется, выходит на “плато”.

Рассмотрим теперь такой параметр, как ширина. Мы можем использовать другой метод и построить зависимости ширины от какого-либо параметра, например dR , при разных значениях R (см. рис. 3.2). В этом случае наблюдается такая картина: чем меньше R , тем меньше ширина, что не удивительно. Однако зависимость так же пропадает при $R > 1.0$. Это позволяет нам говорить о том, что и для параметра ширины существует некое пороговое значение R , которое является оптимальным.

Наконец последний и возможно самый важный анализ - рассмотрение числа событий в зависимости от радиуса R . В этом случае нам необходимо получить как можно большее число событий. Рис. 3.3 четко показывает, что число событий

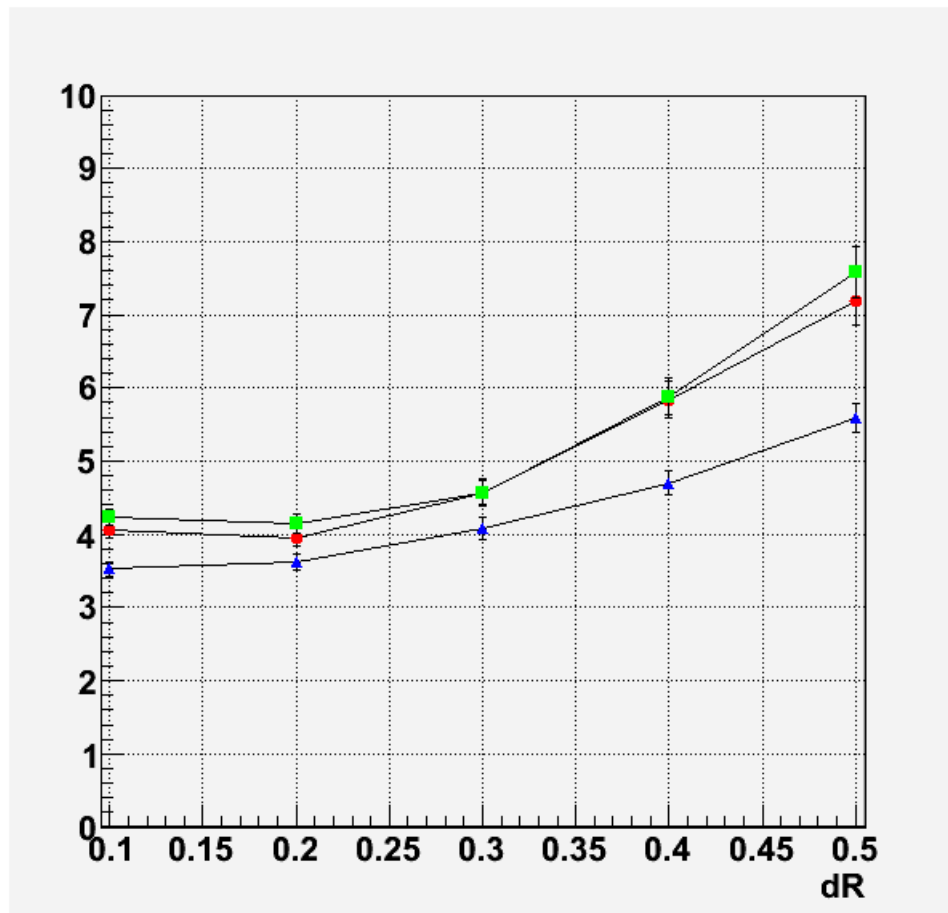


Рис. 3.2: Значение ширины σ в зависимости от малого конуса dR при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare)

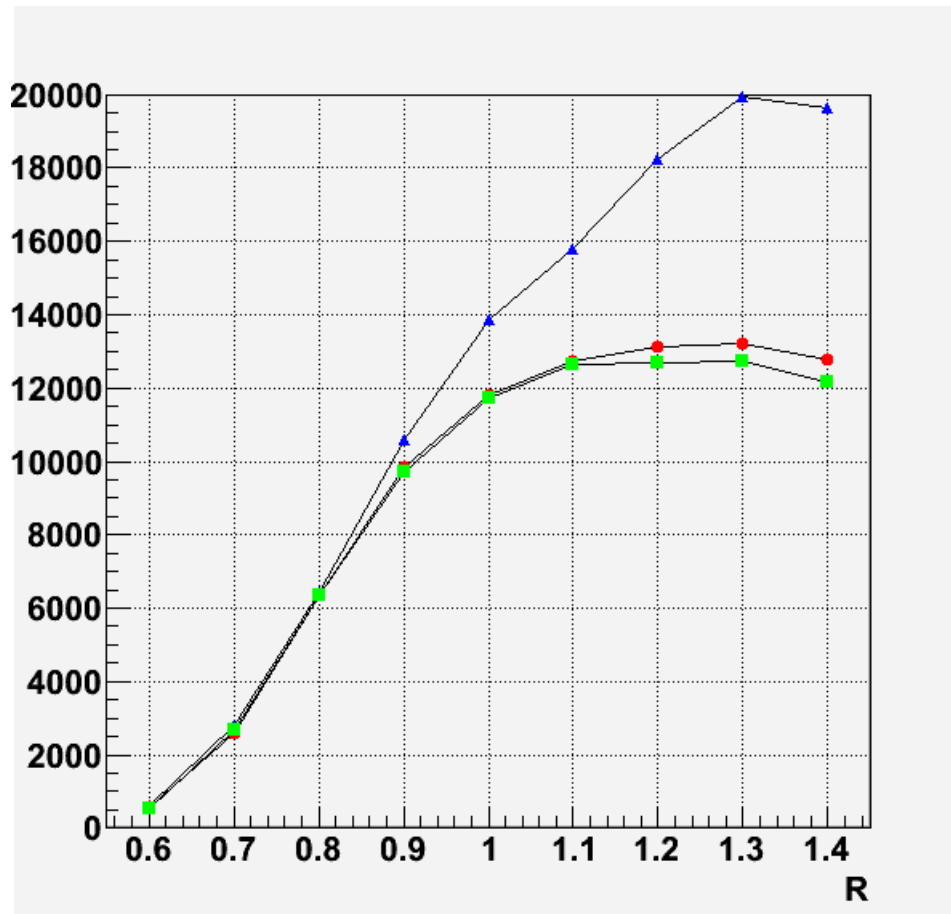


Рис. 3.3: Значение числа событий в зависимости от метода обработки - без обработки (▲), тримминг с разными параметрами (●, ■)

после тримминга меньше, чем число событий без обработки. Однако это оправдано, так как сигнал сильно проясняется, уходят мягкие частицы, струи и прочий шум. Остается, как мы видели выше, все более четкий узкий пик Z-бозона. Как и в предыдущих случаях, для использования тримминга при значении R около 1.0 - 1.1 график “выползает”. Это значит, что дальнейшее увеличение радиуса R уже не приводит к увеличению числа событий.

Таким образом, радиус R 1.0 - 1.1 является оптимальным с точки зрения совместного анализа всех трех параметров. При таких радиусах мы имеем достаточно большое число событий и при этом все еще очень хорошее качество определения массы и ширины.

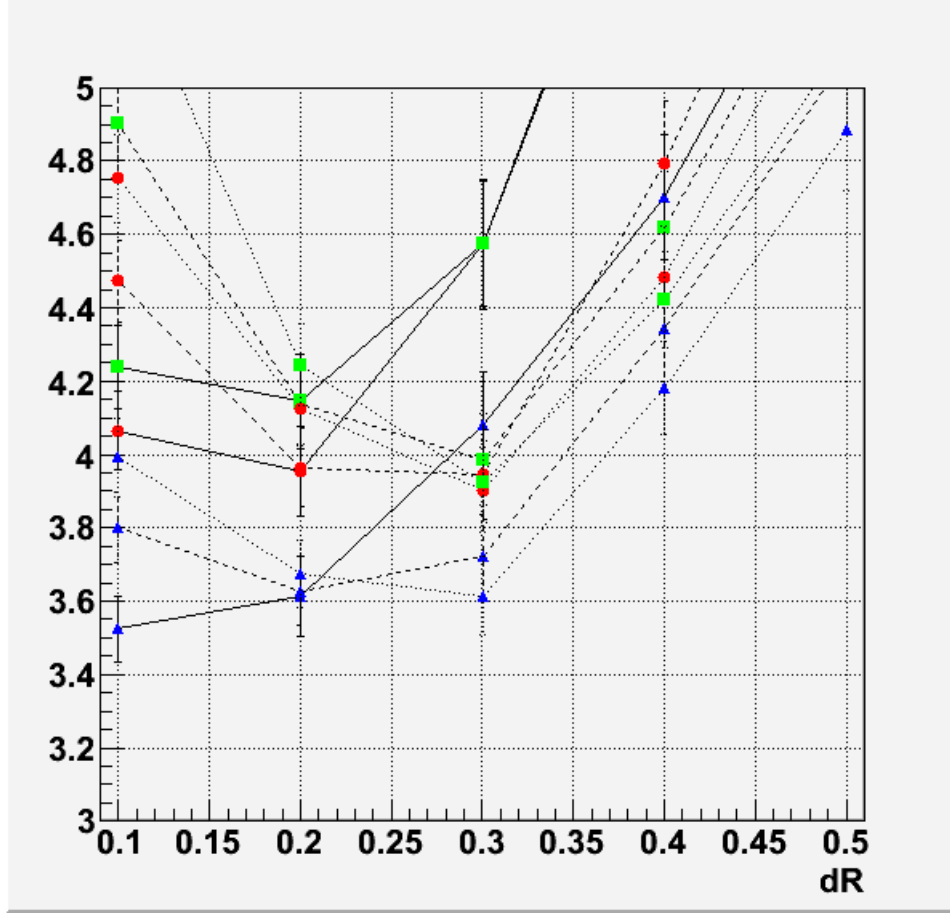


Рис. 3.4: Значение ширины σ в зависимости от малого радиуса dR при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и малых фракциях $p_t = 0.02$ (непрерывные линии), 0.03 (пунктир), 0.04 (точечные линии)

3.1.2 Наилучшие параметры для ширины

При использовании тримминга для обработки струй рассматривались следующие характеристики сигнала: ширина σ , модуль отклонения от массы Z бозона $|m - m_Z|$ и количество событий (интеграл распределения Брейта-Вигнера за вычетом фона).

В случае для ширины анализировались три параметра: большой конус R , малый конус тримминга dR и количество фракции p_t . на рисунке 3.2 видны одновременно и общий вид зависимости от dR и зависимость от R . Ширина увеличивается с ростом dR , хотя и достаточно слабо, но это заставляет нас считать что самым оптимальным является некий минимум dR . Предполагается, что для каждого параметра размера фракции p_t существует свой диапазон оптимальных малых радиусов dR .

Чтобы проверить это утверждение и найти оптимальное поле параметров, про-

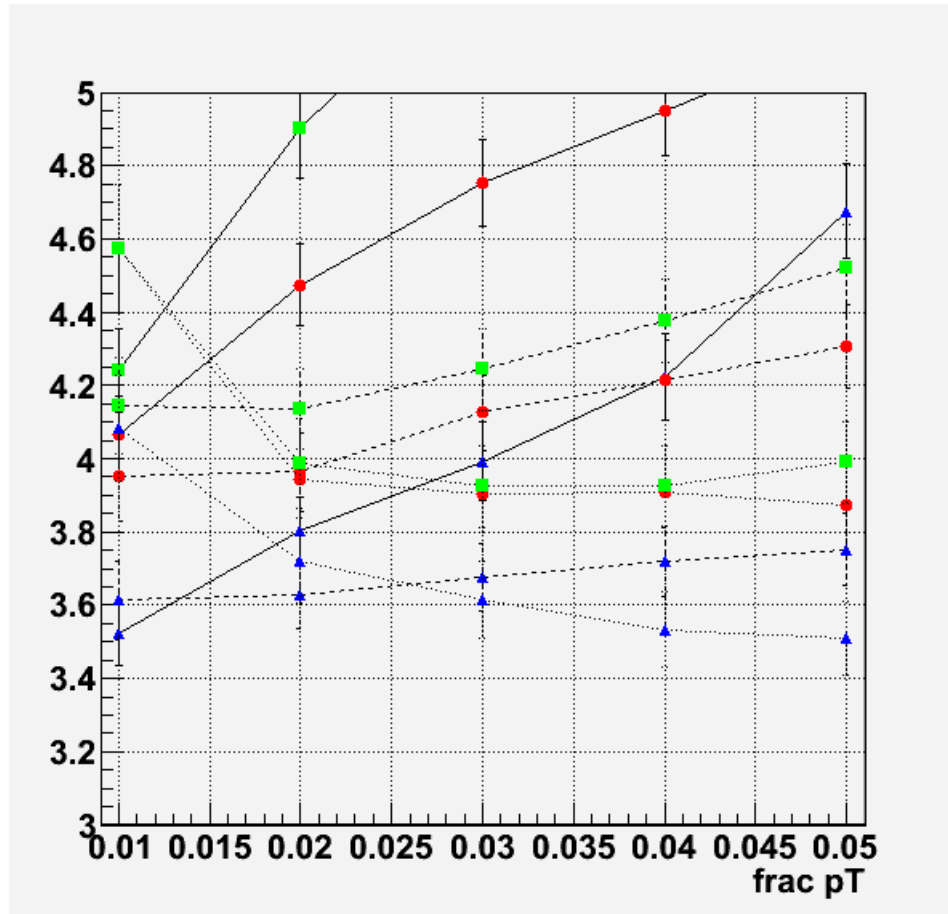


Рис. 3.5: Значение ширины σ в зависимости от фракции p_t при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и малых конусах $dR = 0.5$ (непрерывные линии), 0.4 (пунктир), 0.3 (точечные линии)

ведем более сложный анализ, пример которого дан на рисунке 3.4. Варьируется и размер R и фракция p_t . Таким образом для каждой фракции мы можем найти свой набор оптимальных малых радиусов dR . Оптимальных - значит тех, при которых кривые зависимости σ в зависимости от малого радиуса dR имеют минимум. В результате мы получаем набор пар чисел: какой наилучший, самый эффективный диапазон радиусов dR соответствует конкретной фракции p_t .

Мы в состоянии провести и обратную процедуру. Построить зависимость ширины от фракции p_t для различных радиусов R и dR (см. рис. 3.5). Таким же образом можно, поставив цель минимизировать значение ширины σ , рассмотреть разные наборы данных и определить наилучшую совокупность чисел по обоим параметрам. В зависимости от конкретного dR кривые для ширины имеют минимумы при различных количествах фракции p_t .

В результате, после всех указанных действий в широком диапазоне параметров

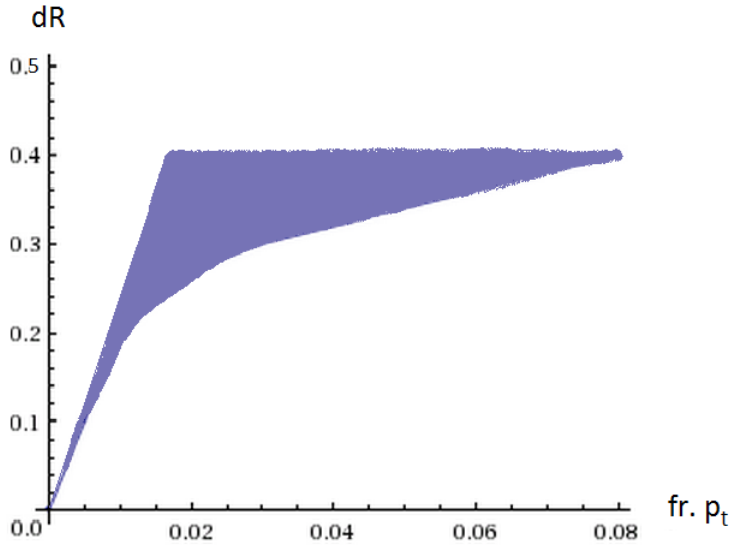


Рис. 3.6: Область оптимальных параметров для ширины

мы можем составить ограничение на взаимное соответствие значений параметров dR и фракции p_t . Искомая область оптимальных параметров представлена на рис. 3.6

Относительно значения R можно сказать, что уменьшение R уменьшает ширину, особенно при малых dR . Значит, нам нужно выбирать малые dR и как можно меньшие R , но не в ущерб числу событий, как это будет показано в п. 3.1.4.

3.1.3 Наилучшие параметры для смещения массы

Процедура определения совокупности параметров, при которых достигается наименьшее смещение по массе аналогична процедуре, только что проделанной для ширины. Мы имеем график кривых зависимости массы от фракции p_t при различных R и dR (см. рис. 3.7) и аналогичный график для кривых зависимости массы от dR при различных фракциях p_t и R (см. рис. 3.8).

Оптимальным с точки зрения разности масс (смещения измеренной массы Z от его истинной массы) будут такие параметры, при которых $|m - m_Z|$ минимально. таким образом, наша задача - найти для каждой кривой минимум и определить, какой паре чисел соответствует эта минимальная точка.

Итак, рассмотрим зависимость массы от фракции p_t при различных R и dR (см. рис. 3.7). Четко видно, что каждая из кривых имеет минимум, который характеризуется парой чисел (фракция p_t , dR). Как видно, зависимость от R практически

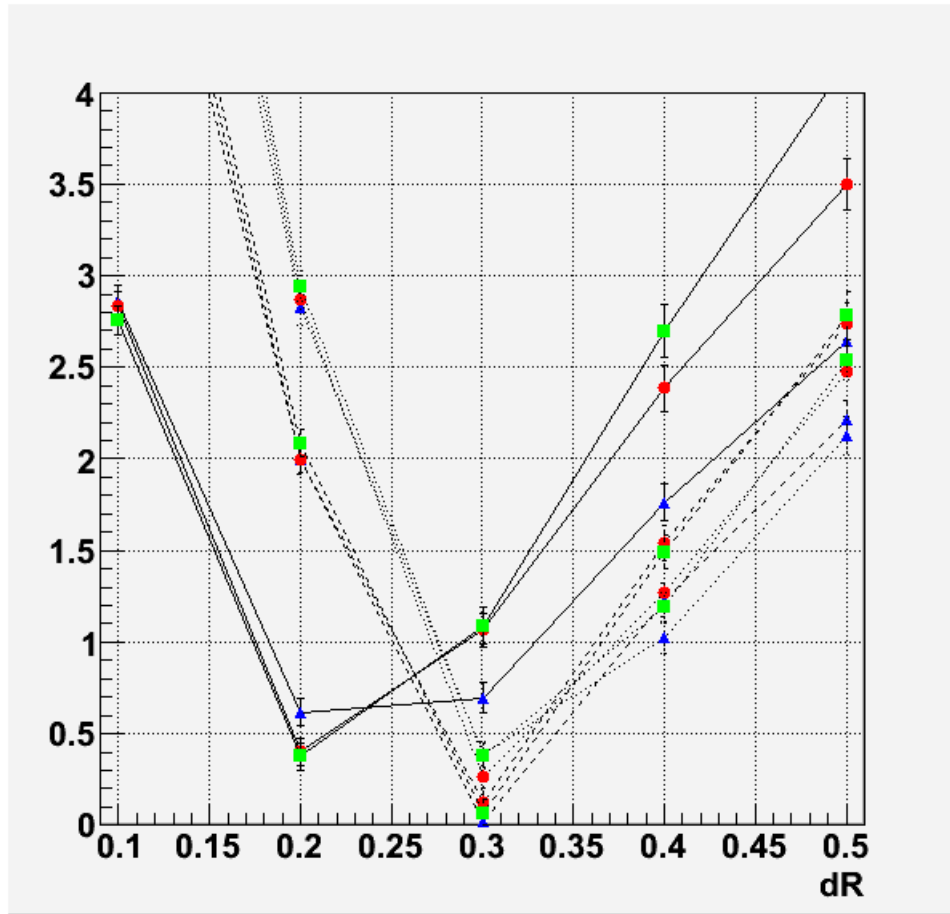


Рис. 3.7: Значение массы $|m - m_Z|$ в зависимости от малого радиуса dR при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и малых фракциях $p_t = 0.01$ (непрерывные линии), 0.02 (пунктир), 0.03 (точечные линии)

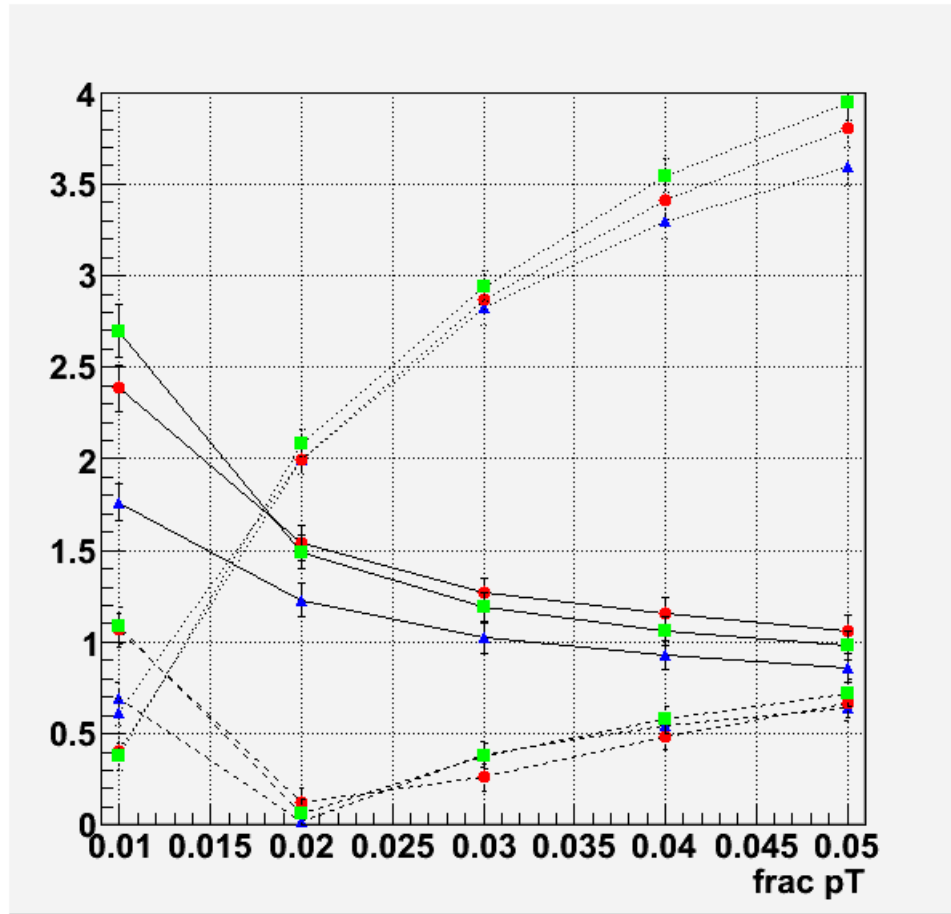


Рис. 3.8: Значение массы $|m - m_Z|$ в зависимости от фракции p_t при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и малых конусах $dR = 0.4$ (непрерывные линии), 0.3 (пунктир), 0.2 (точечные линии)

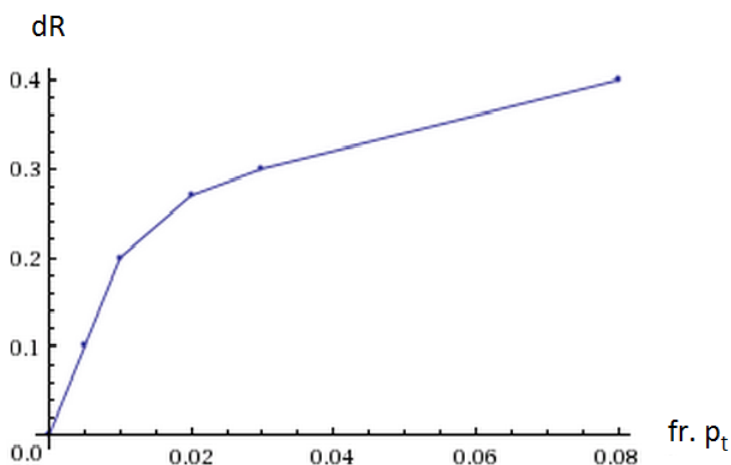


Рис. 3.9: Кривая оптимальных параметров для массы

отсутствует, особенно при больших R . Это уже обсуждалось в п. 3.1.1.

Такая форма кривых является наиболее наглядным примером для демонстрации сути всей методики. Возьмем например два набора кривых - пунктирные и точечные. Они обозначают поведение параметров при фракциях 0.02 и 0.03 соответственно. Как мы видим, они все имеют четкий минимум в точке $dR = 0.3$. Отсюда делается вывод, что оптимальными параметрами являются пары (фракция p_t , dR) = (0.02, 0.3) и (0.03, 0.3). Тот же самый анализ применяется и ко всем остальным парам параметров.

Очень инетерсным представляется рассмотрение зависимости 3.8. При $dR = 0.3$ имеется четкий минимум, соответствующий фракции $p_t = 0.02$. Это совершенно очевидно. Не так очевидно, что при $dR = 0.3$ имеется минимум, соответствующий фракции $p_t = 0.01$. Однако дополнительный анализ областей фракции $p_t < 0.01$ показывает, что при $dR = 0.3$ разность масс увеличивается, а значит минимум находится именно в точке 0.01. Для больших радиусов, например, $dR = 0.4$, ясно, что минимум находится правее максимального значения, представленного на рисунке. Экстраполяция в область больших фракций позволяет найти, что в этом случае минимум достигается в точке 0.08. Таким образом, все кривые имеют сходное поведение: плавное снижение от нуля до своего минимума по фракции p_t и затем такой же рост. Просто их минимум сильно зависит от конкретного значения dR . Как видно из сопоставления данных общего анализа по двум параметрам, зависимость сильно напоминает кубическую.

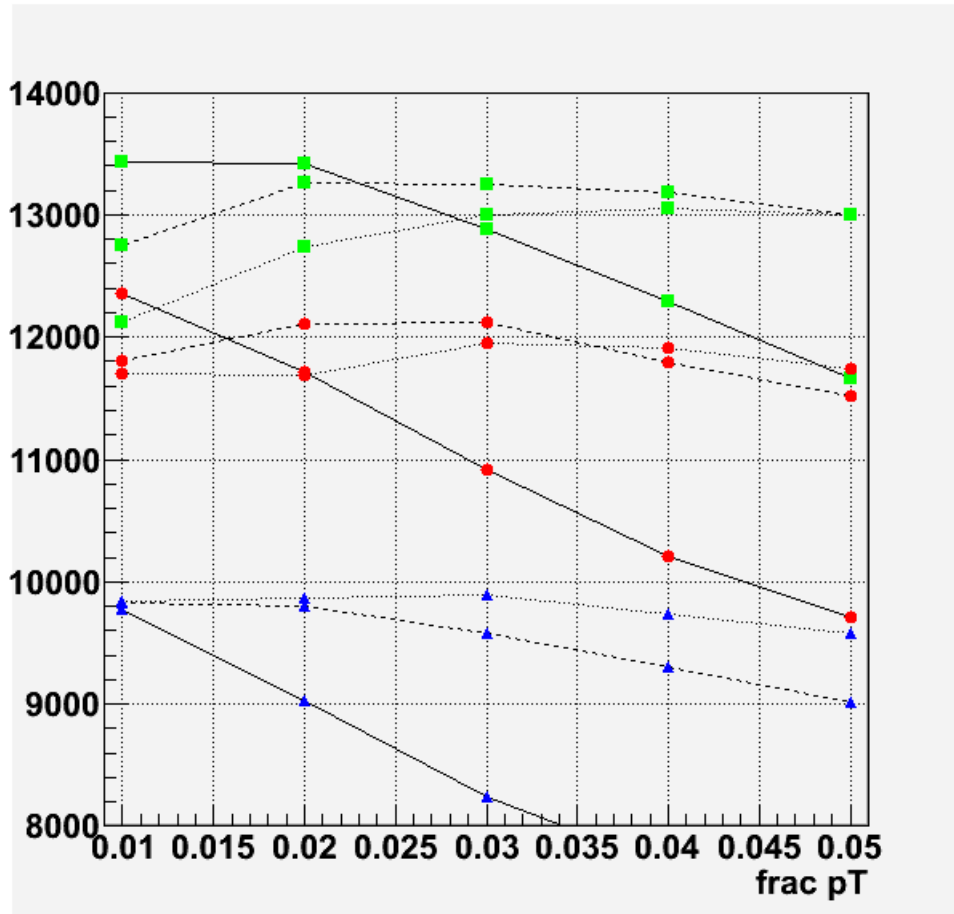


Рис. 3.10: Количество событий в зависимости от фракции p_t при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и малых конусах $dR = 0.1$ (непрерывные линии), 0.2 (пунктир), 0.3 (точечные линии)

Если сравнить исследование массы с исследованием ширины, то видно, что оптимальные параметры по массе есть нижняя граница множества оптимальных параметров по ширине (см. рис. 3.9).

3.1.4 Наилучшие параметры для количества событий

Количество событий является третьей важной величиной для анализа. Как мы уже поняли, основной величиной, определяющей количество событий является большой радиус R . С ростом радиуса R действительно увеличивается количество событий. И точно так же, рис. 3.10 показывает зависимость от пары параметров таким образом: число событий слабо растет с ростом dR (эффект пропадает при $dR > 0.3$) и заметно уменьшается с ростом фракции p_t .

Таким образом, решение состоит в том, чтобы выбирать наибольший малый

параметр	оптимальная область
R	1.0 - 1.1
dR	0.2 - 0.3
fr. p_t	0.01 - 0.03

Таблица 3.1: Результат оптимизации параметров тримминга

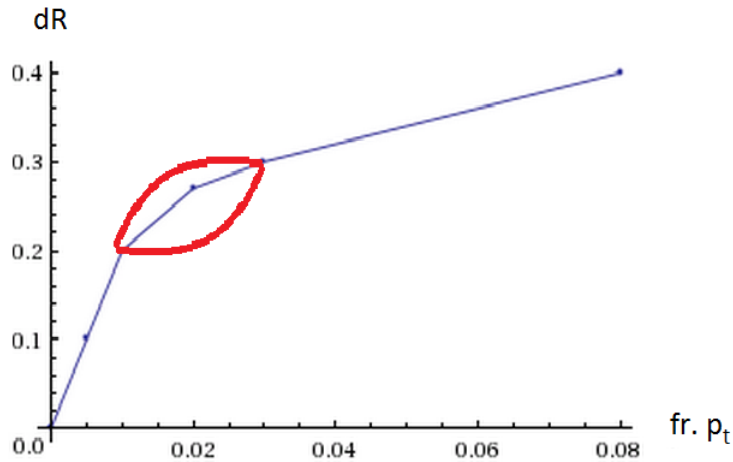


Рис. 3.11: Итоговая область параметров тримминга

радиус при наименьшей фракции p_t . А их оптимально взаимное соответствие показано на рисунке 3.9. Брать фракцию p_t менее 0.01 не рекомендуется, а значит, что подходящая нам область лежит в пределах $dR = 0.2 - 0.3$.

Итоговая оптимальная область параметров задана в таблице 3.1 и отражена на рис. 3.11.

3.2 Определение оптимальных параметров прунинга

3.2.1 Оптимальный большой конус R

Второй основной частью работы является определение оптимальных параметров для прунинга. Перейдем к аналогичному рассмотрению сначала большого радиуса R, а затем оптимальной пары параметров z_{cut} и r_{cut} .

Рассмотрим полученные распределения по p_t для реконструированных струй. Обратимся к рис. 3.12, на котором вновь показана зависимость абсолютной вели-

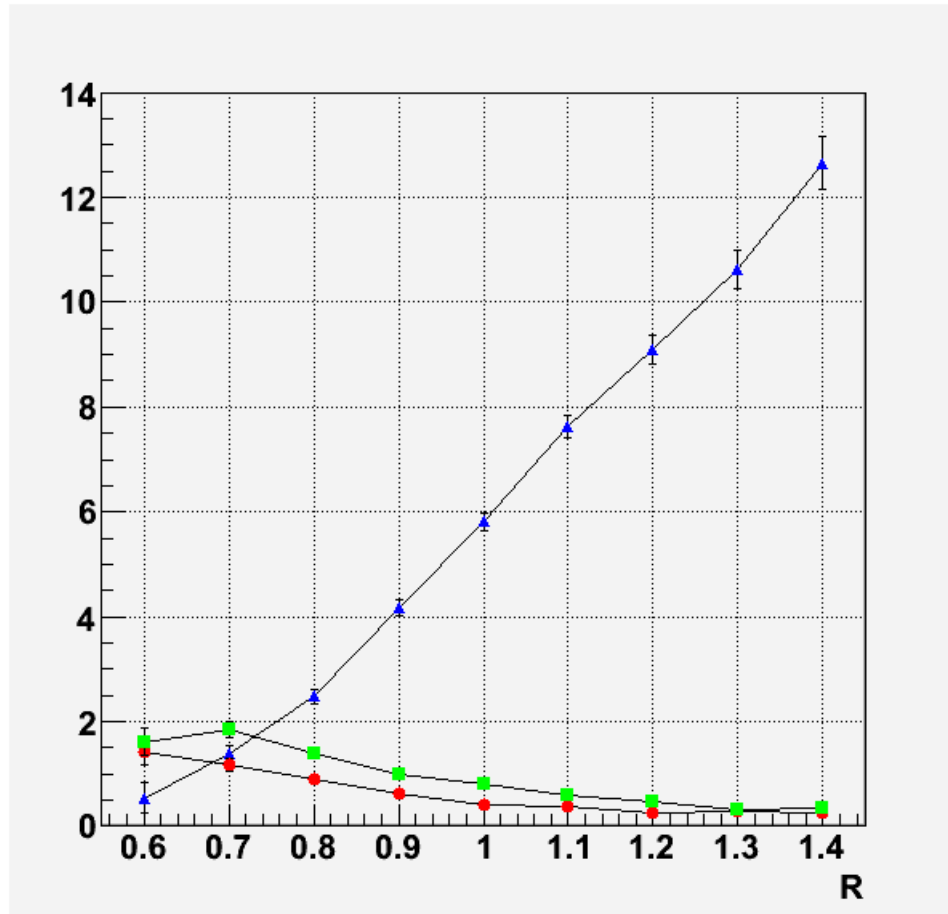


Рис. 3.12: Значение $|m - m_Z|$ от R в зависимости от метода обработки - без обработки (▲), тримминг (●) и прунинг (■)

чины отклонения реконструированной массы m от истинной массы Z -бозона m_Z . Как уже говорилось, мере увеличения большого радиуса R , являющегося параметром алгоритма распознавания струй, в конус струи попадает все больше и больше частиц. Однако с использованием прунинга ситуация становится аналогичной использованию тримминга. С ростом радиуса R мы все точнее приближаемся к истинной массе. Точность с обработкой и без обработки все еще отличается в разы.

Использование прунинга увеличивает эффективность нахождения истинной массы Z -бозона по мере увеличения R до определенного значения, после чего "выполживается".

Рассмотрим параметр ширины фитированного пика. Если смотреть зависимости при разных радиусах (см. рис. 3.13), становится видно, что чем меньше R , тем меньше ширина, опять-таки аналогично рассмотренному выше триммингу. Однако зависимость все так же пропадает при $R > 1.0$. Это позволяет нам говорить о том,

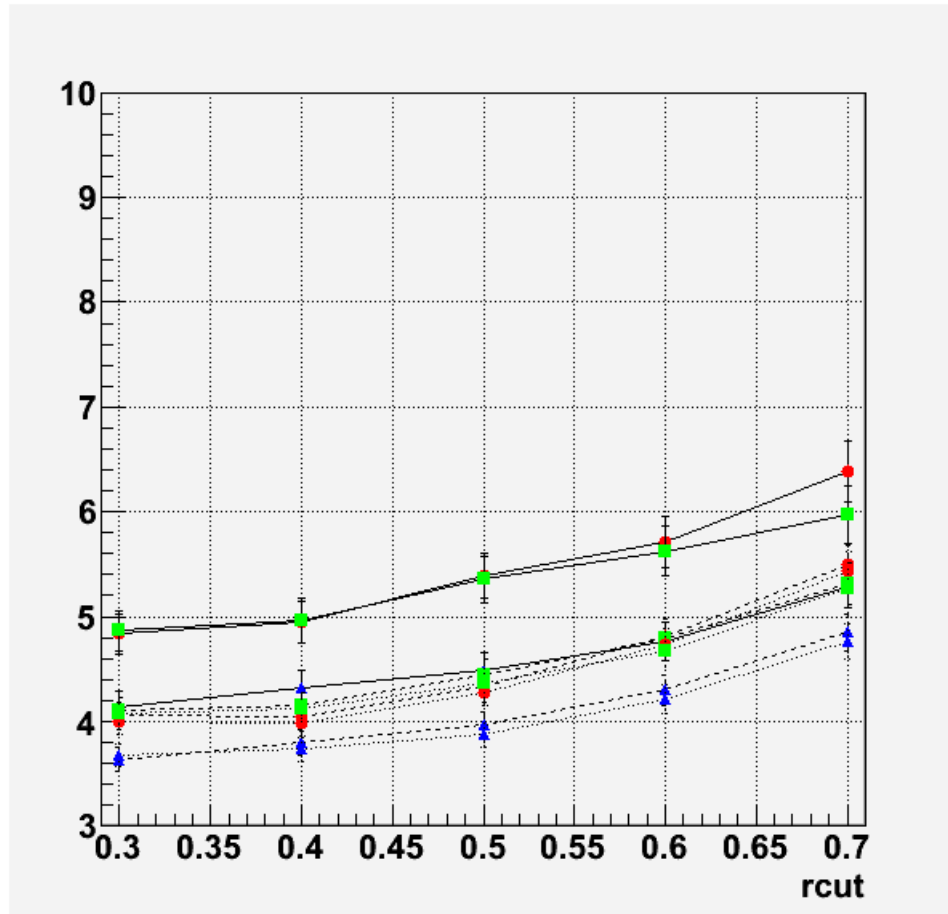


Рис. 3.13: Значение ширины σ в зависимости от r_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (▲), 1.0 (●), 1.1 (■) и $z_{cut} = 0.02$ (непрерывные линии), 0.04 (пунктир), 0.06 (точечные линии)

что и для параметра ширины прунинга существует пороговое значение R , которое является оптимальным.

В конце рассмотрим поведение числа событий в пике в зависимости от радиуса R . В этом случае нам необходимо получить как можно большее число событий. Рис. 3.14 четко показывает, что число событий после прунинга меньше, чем число событий без обработки. Однако это оправдано, так как сигнал сильно проясняется, уходят мягкие частицы, струи и прочий шум. Остается, как мы видели выше, все более четкий узкий пик Z -бозона. Как и в предыдущих случаях, для использования прунинга при значении R около $1.0 - 1.1$ график выходит на “плато”. Это значит, что дальнейшее увеличение радиуса R уже не приводит к увеличению числа событий.

Таким образом, радиус R $1.0 - 1.1$ является оптимальным с точки зрения совместного анализа всех трех параметров. При таких радиусах мы имеем достаточно большое число событий и при этом все еще очень хорошее качество определения

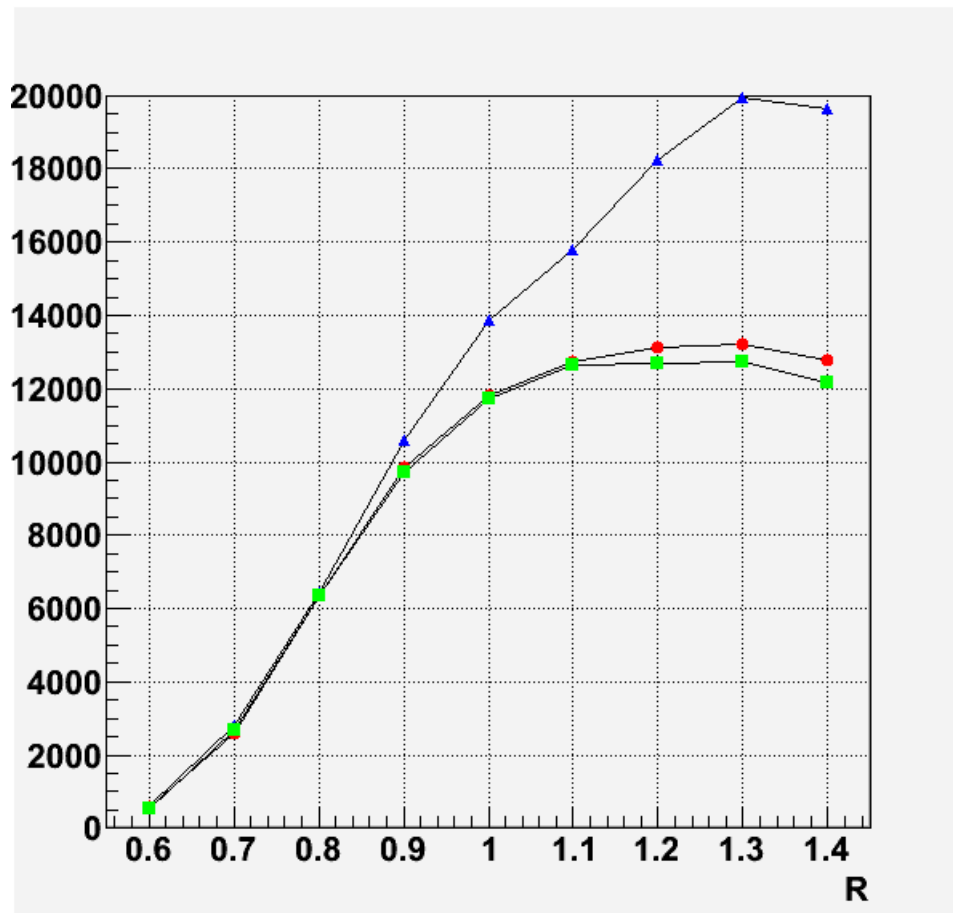


Рис. 3.14: Значение числа событий в зависимости от метода обработки - без обработки (▲), тримминг (●) и прунинг (■)

массы и ширины. В этом прунинг на данном наборе данных сходен с триммингом. Посмотрим теперь, как они различаются по эффективности. для этого нужно найти оптимальную область параметров z_{cut} и r_{cut} .

3.2.2 Наилучшие параметры для смещения массы

Процедура определения совокупности параметров, при которых достигается наименьшее смещение по массе аналогична процедуре, только что проделанной для ширины. Мы имеем график кривых зависимости массы от r_{cut} при различных z_{cut} и dR (см. рис. 3.16) и аналогичный график для кривых зависимости массы от z_{cut} при различных r_{cut} и R (см. рис. 3.15).

Оптимальным с точки зрения разности масс (смещения измеренной массы Z от его истинной массы) будут такие параметры, при которых $|m - m_Z|$ минимально. таким образом, наша задача - найти для каждой кривой минимум и определить, какой паре чисел соответствует эта минимальная точка.

Итак, рассмотрим зависимость массы от z_{cut} при различных r_{cut} и R (см. рис. 3.15). Четко видно, что каждая из кривых имеет минимум, который характеризуется парой чисел (z_{cut} и r_{cut}). Как видно, зависимость от R практически отсутствует, особенно при больших R . Это уже обсуждалось выше.

Аналогично можно установить обратное взаимное соответствие оптимальных параметров для зависимость массы от r_{cut} при различных z_{cut} и R (см. рис. 3.16). В ходе анализа было выявлено, что наблюдается полное взаимное соответствие этих результатов, то есть если нам подходит минимум, найденный в паре (z_{cut}, r_{cut}) то подойдет и минимум, найденный в паре (r_{cut}, z_{cut}).

Отсюда делается вывод, что оптимальными параметрами являются область, изображенная на рис. 3.17. Тот же самый анализ применяется и ко всем остальным парам параметров.

3.2.3 Наилучшие параметры для ширины

При использовании тримминга для обработки струй рассматривались следующие характеристики сигнала: ширина σ , модуль отклонения от массы Z бозона $|m - m_Z|$ и количество событий (интеграл распределения Брейта-Вигнера за вычетом фона).

Далее для ширины анализировались три параметра: большой конус R , r_{cut} и z_{cut} . На рисунке 3.18 и 3.19 видны одновременно и общий вид зависимости от z_{cut} и зависимость от R . Ширина увеличивается с ростом z_{cut} , хотя и достаточно слабо, но это заставляет нас считать что самым оптимальным является некий минимум

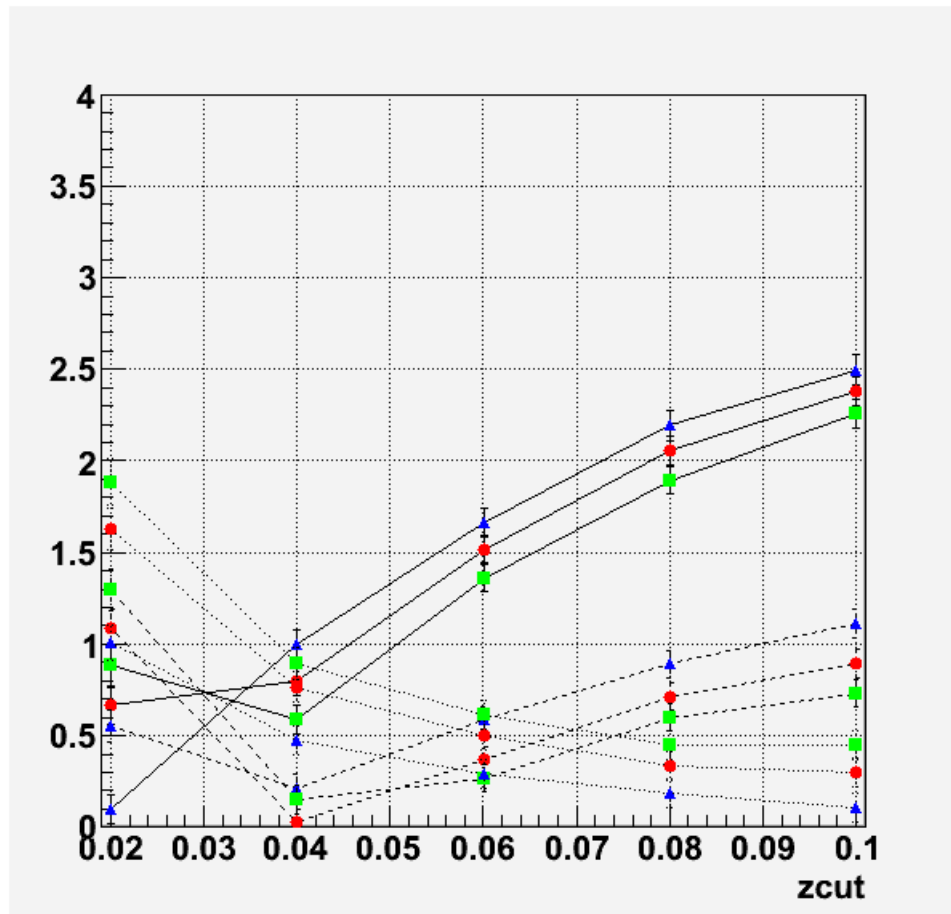


Рис. 3.15: Значение массы $|m - m_Z|$ в зависимости от z_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и $r_{cut} = 0.01$ (непрерывные линии), 0.02 (пунктир), 0.03 (точечные линии)

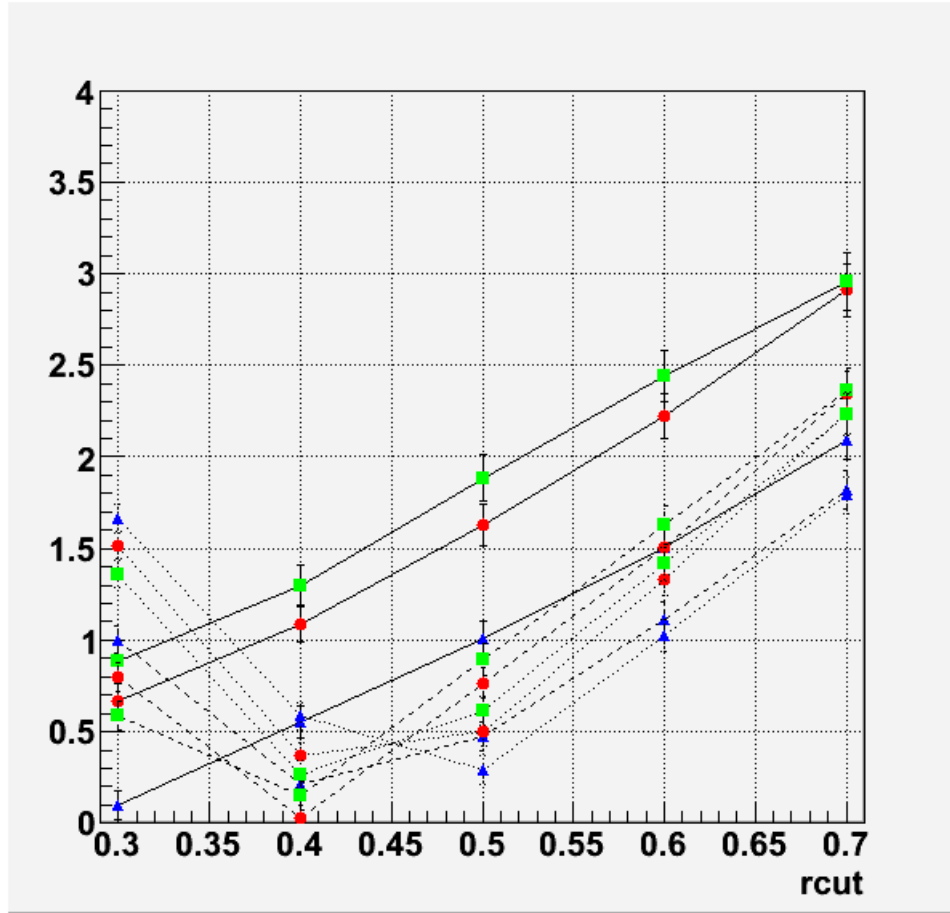


Рис. 3.16: Значение массы $|m - m_Z|$ в зависимости от r_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и $z_{cut} = 0.4$ (непрерывные линии), 0.3 (пунктир), 0.2 (точечные линии)

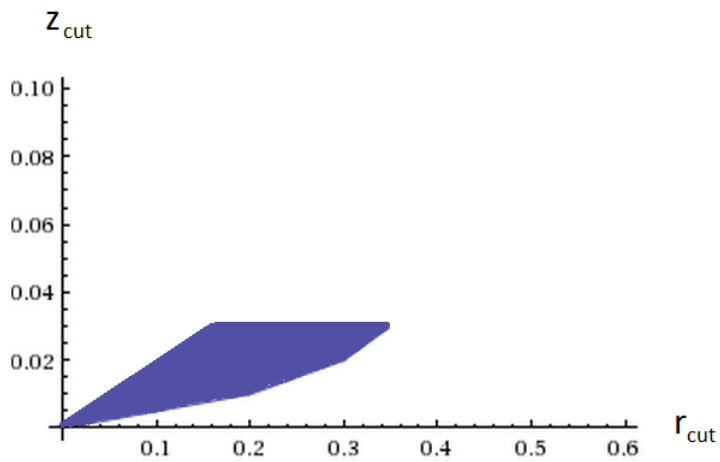


Рис. 3.17: Область оптимальных параметров для массы

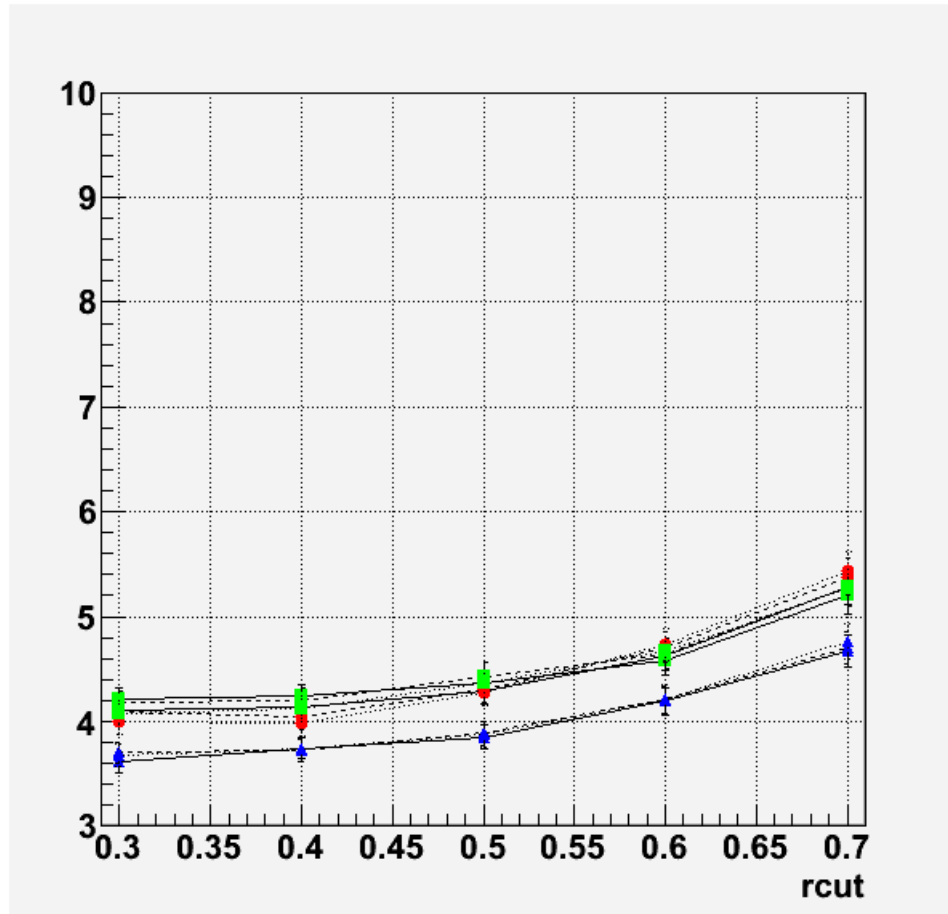


Рис. 3.18: Значение ширины σ в зависимости от r_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и $z_{cut} = 0.1$ (непрерывные линии), 0.08 (пунктир), 0.06 (точечные линии)

z_{cut} . Предполагается, что для каждого параметра размера r_{cut} существует свой диапазон оптимальных z_{cut} . Так же было установлено, что значения $r_{cut} > 0.3$ дают худшие результаты, поэтому необходимо смещение в область малых r_{cut} при одновременном увеличении z_{cut} .

На основе приведенных графиков и анализе массы можно заключить, что суммарная, подходящая и для массы и для ширины совокупность оптимальных параметров представляет собой зависимость, показанную на рис. 3.20.

Если сравнить исследование массы с исследованием ширины, то видно, что оптимальные параметры по массе есть область в множестве оптимальных параметров по ширине, в которой малому r_{cut} соответствует как можно больший z_{cut} .

Относительно значения R можно сказать, что уменьшение R уменьшает ширину, особенно при малых dR . Значит, нам нужно выбирать малые dR и как можно меньшие R , но не в ущерб числу событий, как это будет показано в п. 4.2.4.

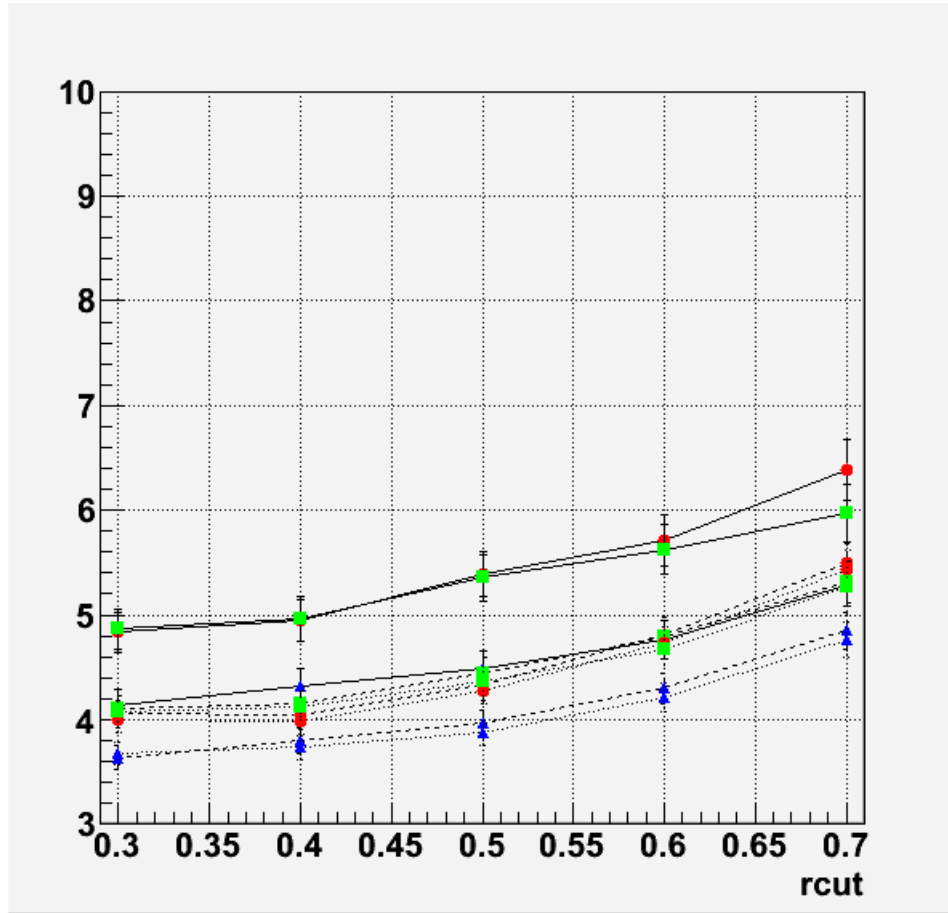


Рис. 3.19: Значение ширины σ в зависимости от r_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и малых конусах $z_{cut} = 0.02$ (непрерывные линии), 0.04 (пунктир), 0.06 (точечные линии)

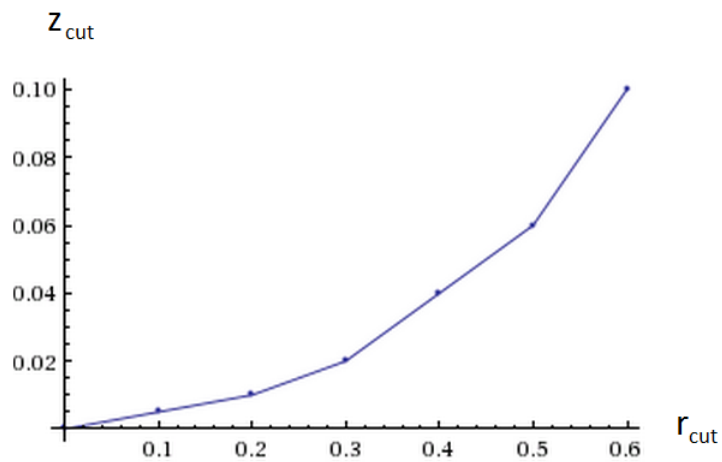


Рис. 3.20: Кривая оптимальных параметров для ширины

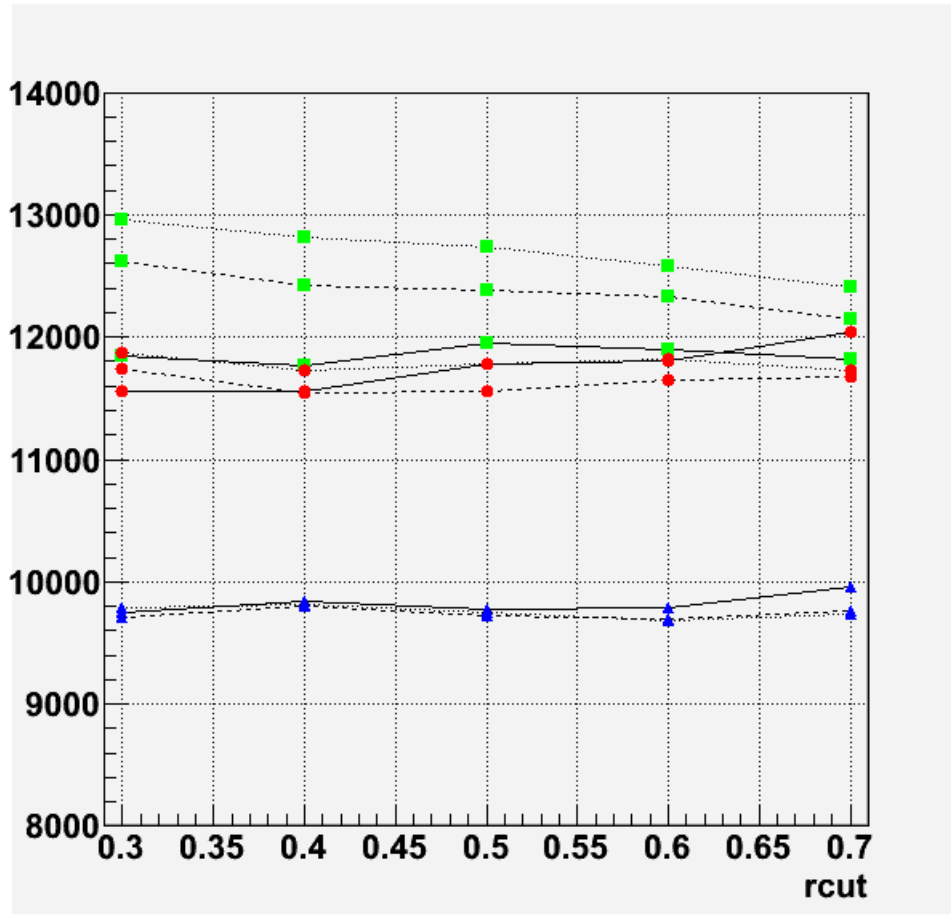


Рис. 3.21: Количество событий в зависимости от r_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (▲), 1.0 (●), 1.1 (■) и $z_{cut} = 0.02$ (непрерывные линии), 0.04 (пунктир), 0.06 (точечные линии)

3.2.4 Наилучшие параметры для количества событий

Количество событий является третьей важной величиной для анализа. Как мы уже поняли, основной величиной, определяющей количество событий является большой радиус R . С ростом радиуса R действительно увеличивается количество событий. И точно так же, рис. 3.21 показывает зависимость от пары параметров таким образом: число событий очень слабо уменьшается с ростом r_{cut} и немного растет с ростом z_{cut} .

Таким образом, искомая область определяется так, чтобы выбирать наибольший из возможных z_{cut} при наименьшем минимальном r_{cut} . А их оптимально взаимное соответствие показано на рисунке 3.23. Брать r_{cut} менее 0.3 не рекомендуется, а значит, что подходящая нам область лежит в пределах $z_{cut} = 0.02 - 0.04$.

Итоговая оптимальная область параметров прунинга задана в таблице 3.2 и

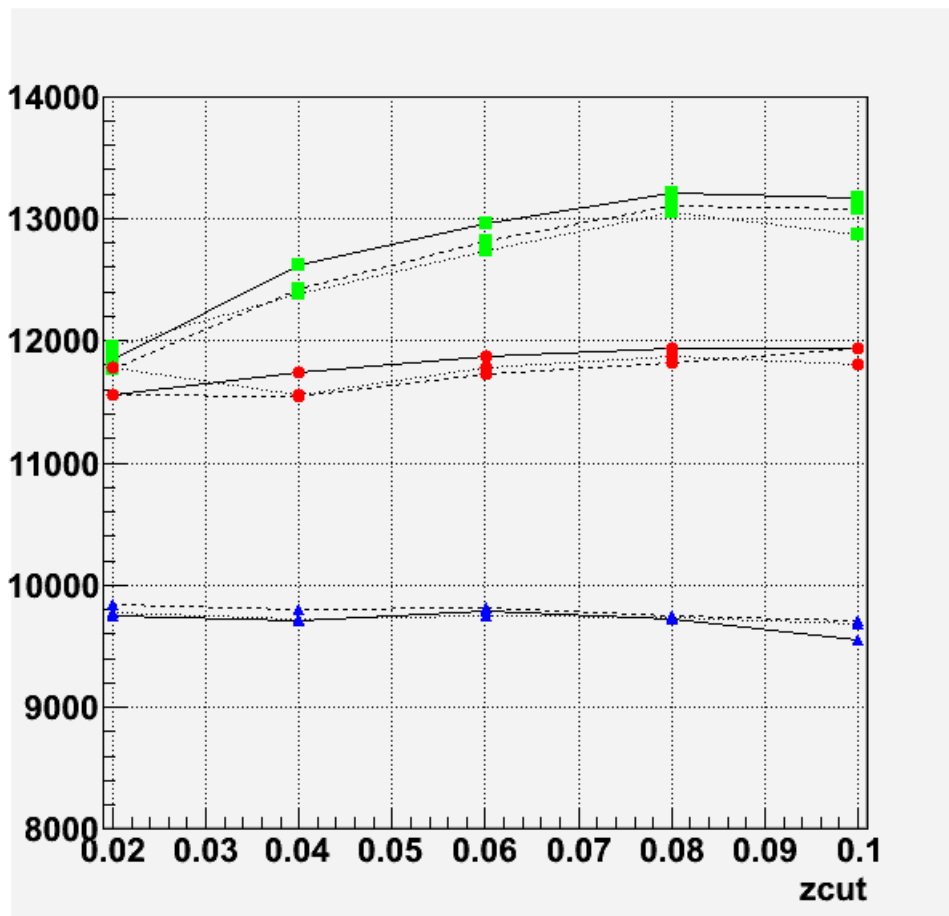


Рис. 3.22: Количество событий в зависимости от z_{cut} при различных больших конусах $R = 0.9$ (\blacktriangle), 1.0 (\bullet), 1.1 (\blacksquare) и $r_{cut} = 0.3$ (непрерывные линии), 0.4 (пунктир), 0.5 (точечные линии)

параметр	оптимальная область
R	1.0 - 1.1
z_{cut}	0.02 - 0.04
r_{cut}	0.3 - 0.4

Таблица 3.2: Результат оптимизации параметров прунинга

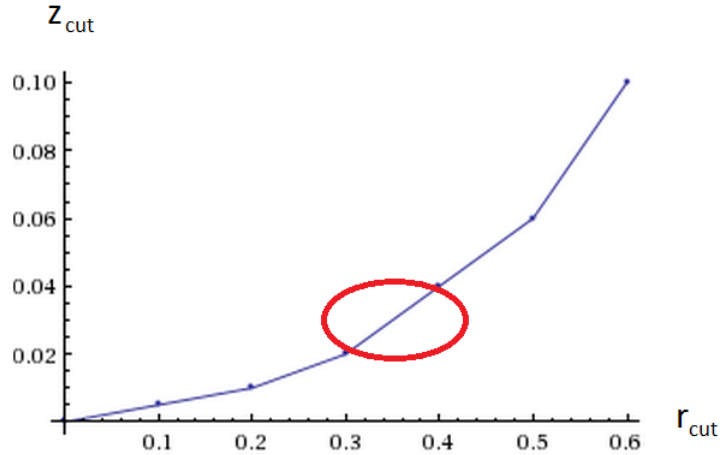


Рис. 3.23: Итоговая область параметров прунинга

отражена на рис. 3.23.

3.3 Сравнение с областью больших p_t

Заключительный важный результат, полученный в рамках данной работы, состоит в сравнении найденных оптимальных параметров с теми же параметрами, но полученными в результате оптимизации данных, сгенерированных с большими $p_t = 300-400$ ГэВ.

Весь процесс оптимизации, начиная с фитирования и заканчивая определением значений наиболее эффективных параметров совпадает с проделанным выше.

Исследовался тримминг и прунинг, после чего производилось сравнение с набором данных, сгенерированных с $p_t = 200-300$ ГэВ.

Результаты полного спектра оптимизации очень незначительно отличают данный набор от набора с меньшими поперечными импульсами сгенерированных частиц. параметры тримминга и прунинга с хорошей достоверностью можно считать не зависящими от набора данных в этом диапазоне.

Однако одно существенное отличие все-таки есть. В области больших сгенери-

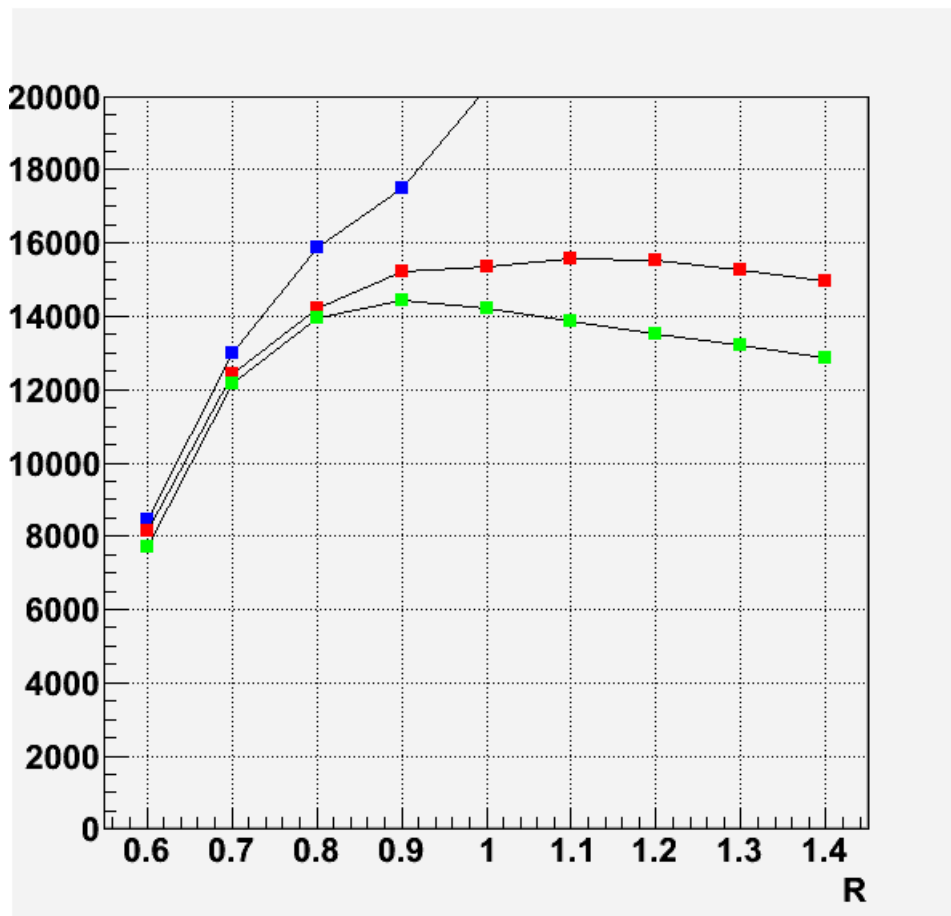


Рис. 3.24: Значение числа событий в наборе данных с $p_t = 300-400$ ГэВ в зависимости от метода обработки - без обработки (▲), тримминг с разными параметрами (●, ■)

параметр	оптимальная область
R	0.8 - 0.9

Таблица 3.3: Изменение оптимального радиуса R

рованных p_t большой радиус R достаточно сильно изменяет число событий.

Глава 4

Заключение

4.1 Результаты

Итак, перейдем к основным результатам, полученным в рамках исследования.

В ходе данной работы были изучены наборы сгенерированных данных по распадам векторных бозонов, алгоритмы распознавания струй, новые современные методы реконструкции жестких струй с большим поперечным импульсом.

Освоен новый инструментарий для продвинутой работы со струями. Написан полный спектр программ для реконструкции и анализа данных, а так же создана методика определения оптимальных параметров для продвинутых методов трансформации реконструированных струй.

Основные результаты работы можно сформулировать так. Опробованы все способы реконструкции и продвинутой перекластеризации струй. показано, что такие алгоритмы, как тримминг и прунинг струй существенно увеличивают эффективность и качество реконструкции векторных бозонов (на примере Z-бозона). Самый главный достигнутый результат - подобраны оптимальные параметры для тримминга и прунинга как для каждого из параметров реконструкции в отдельности (ширины, массы, количества событий), так и для всей реконструкции в целом.

Автор выражает признательность всем тем, без кого эта работа не могла бы состояться. В первую очередь - научному руководителю исследования А. Г. Мягкову. Все результаты получены только благодаря его указаниям и поддержке. Особо стоит благодарить рецензента А. А. Соколова за внимательное прочтение рукописи и написания рецензии, а также М. О. Михасенко за бесценные советы по решению проблем в ходе выполнения работы. Автор благодарен всему коллективу Кафедры Физики Высоких Энергий на базе ГНЦ ИФВЭ за все те знания, которые были получены в процессе обучения в магистратуре МФТИ.

Список литературы

- [1] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. H. Seymour and B. R. Webber, Nucl. Phys. B 406 (1993) 187
- [2] S. D. Ellis and D. E. Soper, Phys. Rev. D 48 (1993) 3160
- [3] S. D. Ellis, C. K. Vermilion, J. R. Walsh, Phys. Rev. D80 (2009) 051501
- [4] D. Krohn, J. Thaler and L. T. Wang, JHEP 1002 (2010) 084
- [5] Y.L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti and B.R. Webber, JHEP 9708 (1997) 001
- [6] G. P. Salam and G. Soyez, JHEP 0705 (2007) 086
- [7] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The anti-kt jet clustering algorithm", JHEP 0804 (2008) 063
- [8] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The catchment area of jets", JHEP 0804 (2008) 005
- [9] J. M. Butterworth, A. R. Davison, M. Rubin and G. P. Salam, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 242001