

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Кафедра Физики Элементарных Частиц  
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

Андрей Поздняков

**Изучение влияния партонных функций распределения  
при малых значениях 'x' на спектр струй с малыми  
поперечными импульсами.**

магистерская диссертация

Научный руководитель:  
доктор ф.м.н. Гаврилов В. Б.

Рецензент:  
кандидат ф.м.н. Пахлов П. Н.

Москва 2008

## Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
1.1	Техническая часть . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Сгенерированные события на уровне частиц</b>	<b>6</b>
2.1	Кинематика . . . . .	6
2.2	Партонные функции распределения . . . . .	9
2.3	Инклюзивное сечение струй . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Моделирование калориметра</b>	<b>12</b>
3.1	Калориметрические струи . . . . .	12
3.2	Разрешение калориметра . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Заключение</b>	<b>15</b>
<b>5</b>	<b>Приложение</b>	<b>16</b>
5.1	Алгоритмы реконструкции струй . . . . .	16
5.1.1	Iterative Cone Algorithm . . . . .	16
5.1.2	MidPoint Cone Algorithm . . . . .	17
5.1.3	Kt Algorithm . . . . .	17

# 1 Введение

Здравствуйтесь, дорогой читатель!

В этой небольшой работе я бы хотел рассказать вам о замечательном эксперименте в области физики высоких энергий — эксперименте CMS на строящемся сейчас, самом большом в мире ускорителе элементарных частиц ЛHC. Конкретнее, я расскажу здесь о небольшом круге задач и вопросов, связанных с реконструкцией адронных струй и той физике, которая стоит за такими объектами, как струи.

Благодаря высокой энергии сталкивающихся протон-протонных пучков на ЛHC и большой области перекрытия детектора CMS, мы будем чувствительны к малым значениям переменной  $x$  ( $x = p_i/P_p$  — доля импульса, которую несет партон, участвующий во взаимодействии) и большим значениям переменной  $Q^2$  ( $Q$  — переданный импульс). С одной стороны это позволит нам почувствовать новую область (рис. 1), с другой — в этой области мы не знаем структуру протона. Поэтому первоочередной физической задачей CMS будет являться уточнение структурных функций протона в области малых  $x$ . Именно поэтому основной идеей моей работы является изучение влияния структурных функций протона (точнее, партонных функций распределения, Parton Density Functions, рис.31) на инклюзивное сечение струй, их спектр. В данной работе предполагается энергия в центре масс  $\sqrt{s} = 14$  TeV и перекрытие детектором псевдобыстрот  $0 < |\eta| < 5$ .

Главная проблема теоретических предсказаний и описания экспериментальных данных на адронном коллайдере заключается в том, что теория

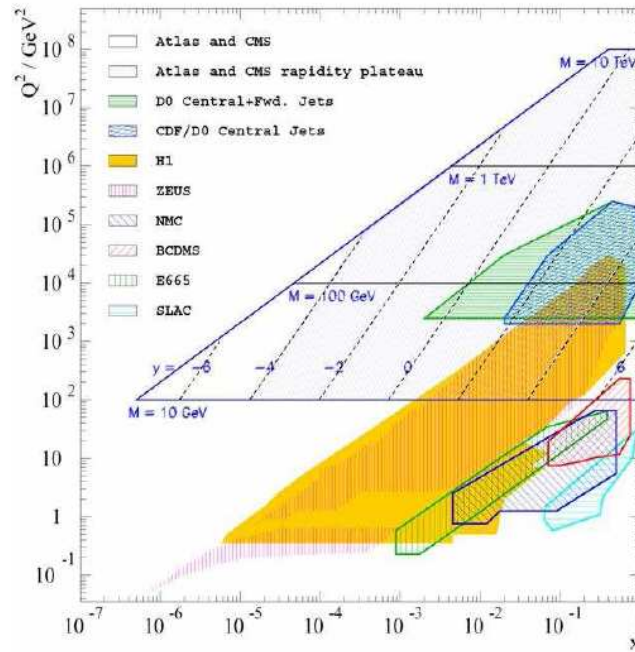


Рис. 1: Области чувствительности разных экспериментов к переменным  $x$  и  $Q^2$

сильных взаимодействий (QCD) применима лишь на очень коротких расстояниях ( $\ll 1$  Ферми), где играют роль цветовые степени свободы кварков и глюонов, в то время как на эксперименте возможно увидеть только бесцветные связанные состояния.

Описание эволюции процесса от малых начальных масштабов в точке взаимодействия до конечных состояний на больших расстояниях возможно путем разбиения на несколько этапов. Сначала идет стадия 'цветовой радиации', когда много новых глюонов и кварковых пар добавляются к основному состоянию, и доминируют партоны с малой энергией и/или они почти коллинеарны с первоначальными партонами. Этот этап описывается в программах Monte Carlo и вычисляются по теории возмущений.

Следующий шаг — это непертурбативный адронизационный процесс, когда цветовые степени свободы изливны и мягких взаимодействий других начальных партонов собираются в цветовые синглеты — адроны с физической массой. (Описание этого адронизационного этапа зависит от модели применяемой в разных Monte Carlo.)

После чего, не успевшие распасться частицы регистрируются в детекторе, оставляют энергию в калориметре. Из задействованных ячеек калориметра составляют новые объекты - струи (jets). Струя — такой объект, который призван объединить близкие частицы в конечном состоянии таким образом, чтобы его кинематика — энергия и импульс — соответствовали энергии и импульсу начальной частицы (глюону, кварку).

Цель — описать физику на малых расстояниях в терминах струй. Важно также, чтобы струя, реконструированная из ячеек калориметра совпадала со струей, построенной из частиц. Существует несколько алгоритмов реконструкции струй. Подробнее о них рассказано в главе 5.1. В данной работе я использовал IterativeCone и Kt алгоритмы.

На практике, оба этапа начальной радиации и адронизации приводят к размазыванию энергии, первоначально локализованной в партонах. Кроме того, в отличие от сгенерированных событий, в реальном эксперименте при столкновении пучков протонов может происходить не одно взаимодействие pp. Такие дополнительные процессы называются "pile-up" и приводят к еще большему размыванию энергии струи и изменению топологии события. Однако этот процесс здесь не рассмотрен, так как на начальной стадии работы, при малой светимости ( $L \leq 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ), этот процесс будет не существен.

## 1.1 Техническая часть

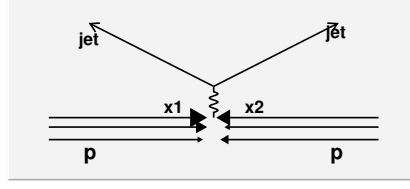
В этой части я подробнее расскажу о том, что конкретно было мной сделано.

- С помощью пакета программ CMSSW были сгенерированы события pp столкновений. Monte Carlo генератор использованный для этого – программа Pythia6 [1]. По умолчанию в этой программе вставляется для протона CTEQ5L партонная функция распределения. Для вставки других функций использован пакет LHAPDF [2].
- Реконструированы струи на уровне генератора (т.е. составлены из частиц). Построены спектры струй в разных бинах по  $\eta$ . Оценено, насколько эти спектры отличаются в случае разных PDF использованных в генераторе.
- Проанализированы события с учетом симуляции детектора. Реконструированы калориметрические струи (составленные из ячеек калориметра). Калориметрические струи сопоставлены с генерированными. Сделана коррекция. Получен отклик (отношение  $p_T^{calo}/p_T^{gen}$ ) в разных областях калориметра и диапазоне по  $p_T$ . Оценена точность, с которой будет возможно измерение инклюзивного сечения струй.

## 2 Сгенерированные события на уровне частиц

### 2.1 Кинематика

Как было сказано вначале, на CMS мы будем чувствительны к малым значениям  $x$ . Насколько малым? Это можно посмотреть на генераторном уровне. В каждом событии мною были взяты переменные  $x_1$  и  $x_2$  соответственно для одного и другого взаимодействующего партона, причем так, что  $x_1 > x_2$ .



Кроме того, все события разделены на несколько категорий, в зависимости от того, какие струи найдены в этих событиях. Разбиение было сделано по двум переменным: поперечному импульсу струй  $pt_{jet}$ <sup>1</sup> ( $10 - 30 - 60 - \infty$ ) и их псевдобыстроте  $|\eta_{jet}|$  ( $0 - 1.3 - 3.0 - 5.0$ ). На рис. 2-4 показаны 2D распределения  $x_1 - x_2$ . (Картинки в логарифмических осях.  $x_1$  - больший в каждом событии,  $x_2$  - меньший). Из этих картинок видно, что в событиях с  $|\eta_{jet}|$  от 3.0 до 5.0 мы начинаем быть чувствительны к области  $x_2 \sim 10^{-4}$ . На картинках 5-7 показаны проекции 2D распределений на оси, т.е. соответственно распределения по  $x_1$  и  $x_2$ . Эти распределения, фитированные гауссом, дают средние значения, приведенные в таблице 1.

<sup>1</sup>Все импульсы измеряем в ГэВах

Events region	$x_1$	$x_2$
$10 < pt < 30$	$0.0 <  \eta  < 1.3$	$4.2 \cdot 10^{-4} - 2.7 \cdot 10^{-3}$
	$1.3 <  \eta  < 3.0$	$1.5 \cdot 10^{-4} - 2.9 \cdot 10^{-3}$
	$3.0 <  \eta  < 5.0$	$9.0 \cdot 10^{-5} - 2.9 \cdot 10^{-3}$
$30 < pt < 60$	$0.0 <  \eta  < 1.3$	$1.4 \cdot 10^{-3} - 6.3 \cdot 10^{-3}$
	$1.3 <  \eta  < 3.0$	$5.0 \cdot 10^{-4} - 4.0 \cdot 10^{-3}$
	$3.0 <  \eta  < 5.0$	$2.3 \cdot 10^{-4} - 5.6 \cdot 10^{-3}$
$60 < pt$	$0.0 <  \eta  < 1.3$	$3.2 \cdot 10^{-3} - 1.3 \cdot 10^{-2}$
	$1.3 <  \eta  < 3.0$	$1.1 \cdot 10^{-3} - 1.4 \cdot 10^{-2}$
	$3.0 <  \eta  < 5.0$	$4.5 \cdot 10^{-4} - 8.2 \cdot 10^{-3}$

Таблица 1: Области  $x_1$  и  $x_2$  к которым мы чувствительны в событиях с данными поперечным импульсом и псевдобыстротой.

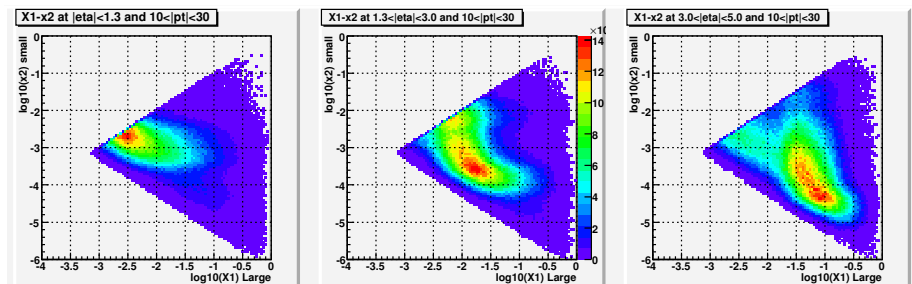


Рис. 2: События со струями:  $10 < pt_{jet} < 30$ ; а)  $0.0 < |\eta| < 1.3$ ,  
 б)  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , в)  $3.0 < |\eta| < 5.0$

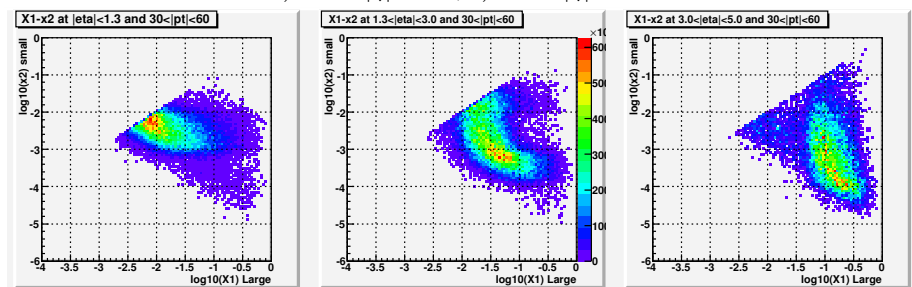


Рис. 3: События со струями:  $30 < pt_{jet} < 60$ ; а)  $0.0 < |\eta| < 1.3$ ,  
 б)  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , в)  $3.0 < |\eta| < 5.0$

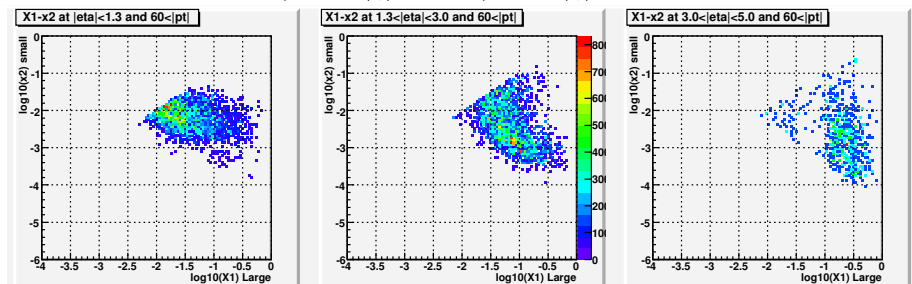


Рис. 4: События со струями:  $60 < pt_{jet}$ ; а)  $0.0 < |\eta| < 1.3$ ,  
 б)  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , в)  $3.0 < |\eta| < 5.0$

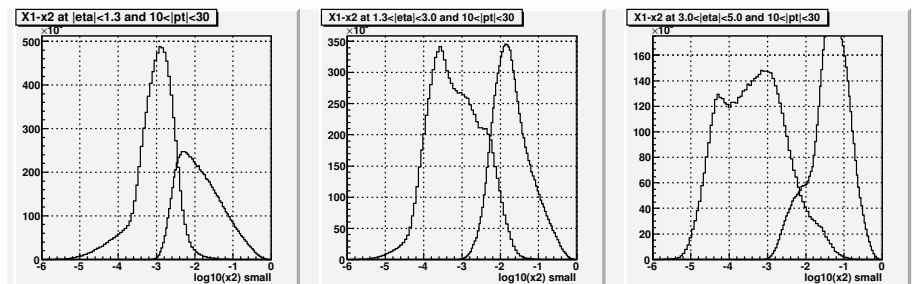


Рис. 5: События со струями:  $10 < pt_{jet} < 30$ ; а)  $0.0 < |\eta| < 1.3$ ,  
 б)  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , в)  $3.0 < |\eta| < 5.0$

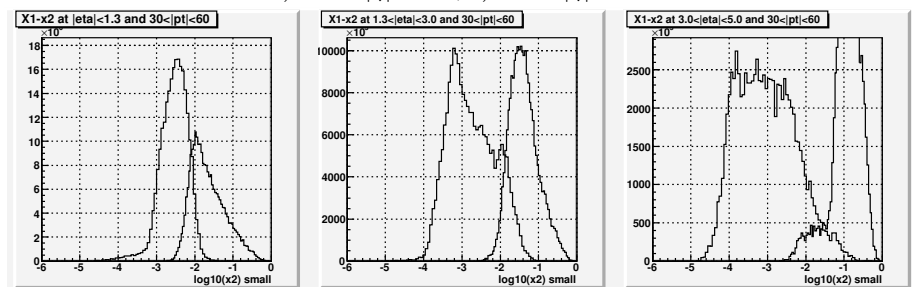


Рис. 6: События со струями:  $30 < pt_{jet} < 60$ ; а)  $0.0 < |\eta| < 1.3$ ,  
 б)  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , в)  $3.0 < |\eta| < 5.0$

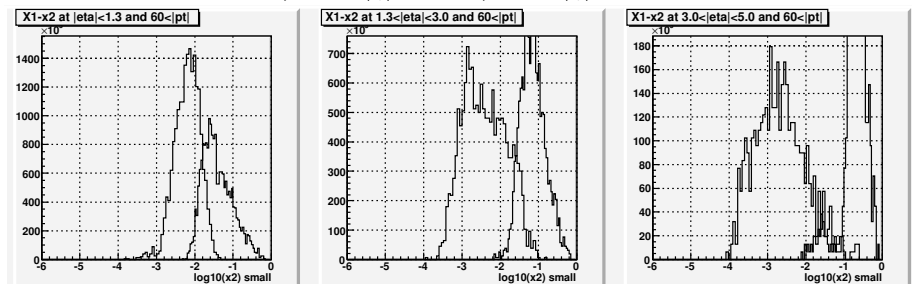
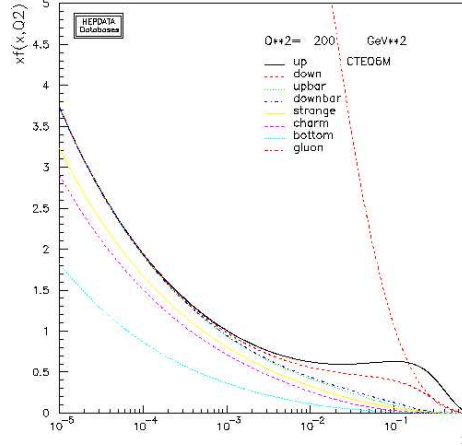


Рис. 7: События со струями:  $60 < pt_{jet}$ ; а)  $0.0 < |\eta| < 1.3$ ,  
 б)  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , в)  $3.0 < |\eta| < 5.0$

## 2.2 Партонные функции распределения

Для анализа мною было сгенерировано три сэмпла событий с разными партонными функциями: CTEQ5L (~10 млн. событий), CTEQ6M (8.2 млн. событий; MSTP(51) = 20470) и MRST2004NNLO (5.9 млн. событий; MSTP(51) = 10050). SKIN(3)=5.

Из них CTEQ5L — та, которая вставляется во все Monte Carlo генераторы по умолчанию. Она посчитана в первом порядке теории возмущений. CTEQ6M — наиболее всего соответствующая современным данным экспериментов. Посчитана во втором порядке теории возмущений. MRST2004NNLO — также полученная из последних данных, посчитанная в третьем порядке.



С физической точки зрения, конечно, не корректно брать для сравнения функции разных порядков по  $\alpha_s$ , без изменения остальных параметров генератора, как это было сделано в данной работе. Однако для интересующей меня задачи, это вполне возможно.

### Задача состоит в следующем:

Оценить насколько разные/отличающиеся партонные функции вставленные в генератор влияют на инклюзивное сечение струй, форму их спектра.

Так как в  $pp$  событиях при энергии  $\sqrt{s} = 14 TeV$  основным процессом взаимодействия будет  $gg \rightarrow jets (\sim 60\%)$  (остальные:  $qg \rightarrow jets (\sim 30\%)$ ,  $qq \rightarrow jets (\sim 10\%)$ ), интереснее всего сравнивать только глюонную составляющую PDF, так как именно она дает наибольший вклад в статистику. См. рис. 8, 9, 10, 11. [3]

Если принять CTEQ6M за 100%, то можно увидеть на сколько CTEQ5L и MRST2004NNLO отличаются от нее при разных  $Q^2$ . Например, при  $Q^2 = 10$ : в области  $x \sim 10^{-4}$  CTEQ5L больше в 2.5 раза, MRST меньше в 1.5 раза. В области  $x \sim 10^{-3}$  CTEQ5L больше на  $\sim 50\%$ , MRST меньше на  $\sim 20\%$ . См. таб. 2 и рис. 23-28.

Теперь посмотрим насколько это отличие повлияет на спектр струй.

$x$	$Q^2 = 10$		$Q^2 = 100$		$Q^2 = 400$	
	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$
MRST	60%	75%	75%	80%	78%	82%
CTEQ6M	100%	100%	100%	100%	100%	100%
CTEQ5L	250%	180%	180%	140%	165%	140%

Таблица 2: Отличие партонных функций при малых  $x$  для трех значений  $Q^2$

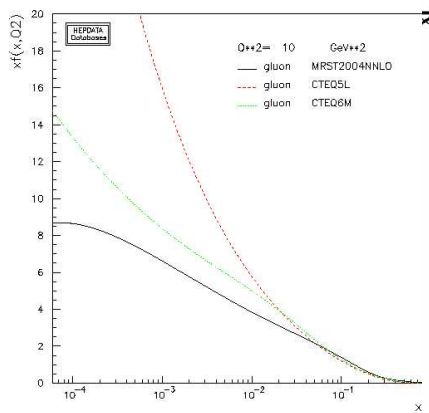


Рис. 8: Gluon PDF при  $Q^2 = 10$

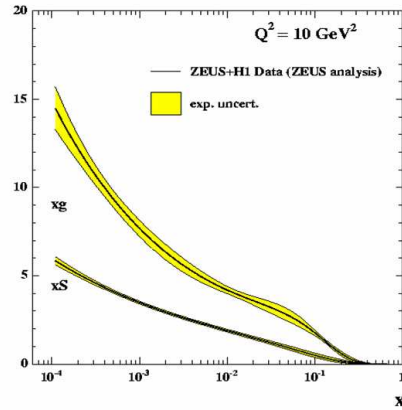


Рис. 9: Экспериментальные данные.

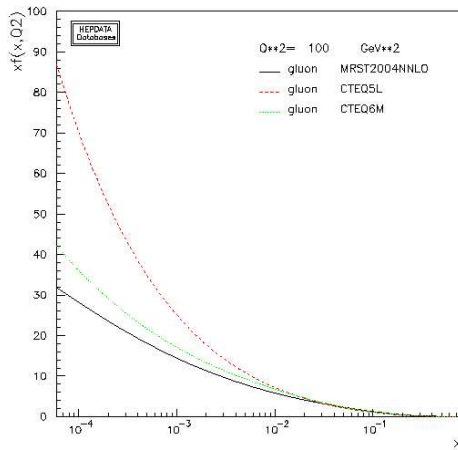


Рис. 10: Gluon PDF при  $Q^2 = 100$

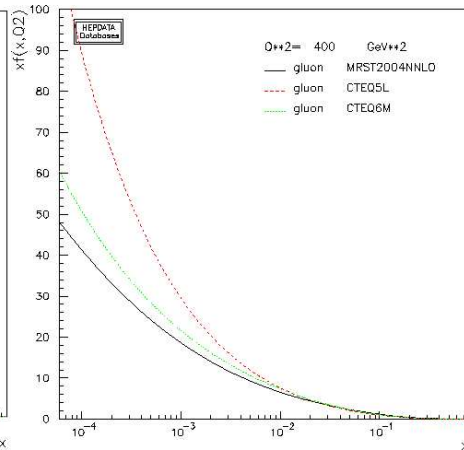


Рис. 11: Gluon PDF при  $Q^2 = 400$

### 2.3 Инклюзивное сечение струй

На картинке 12 показаны распределения струй по поперечному импульсу в бинах по  $\eta$  для всех трех сэмплов событий. Для поиска струй был применен IterativeCone5 алгоритм 5.1.1. Распределения нормированы на интегральную светимость  $\int L = 1pb^{-1}$ .

Так как в дальнейшем я буду интересоваться только струями с  $|\eta|$  от 3.0 до 5.0, то на картинке 13 построены спектры в этом бине для трех сэмплов (со статистическими ошибками). На этой картинке сразу видно, насколько они отличаются. Можно построить и их отношение (рис.14), где видно что при малых  $15 < pt < 20$  MRST отличается от CTEQ6M (картинка слева) на  $\sim 5\text{-}10\%$  и практически неотличимы при больших  $pt$ . В то время как между CTEQ5L и CTEQ6M (картинка справа) отличие существенно больше:  $\sim 20\text{-}30\%$  при  $15 < pt < 25$ ;  $\sim 20\text{-}30\%$  при  $40 < pt < 70$ .

Это есть первый результат моей работы. Как видно из этих распреде-

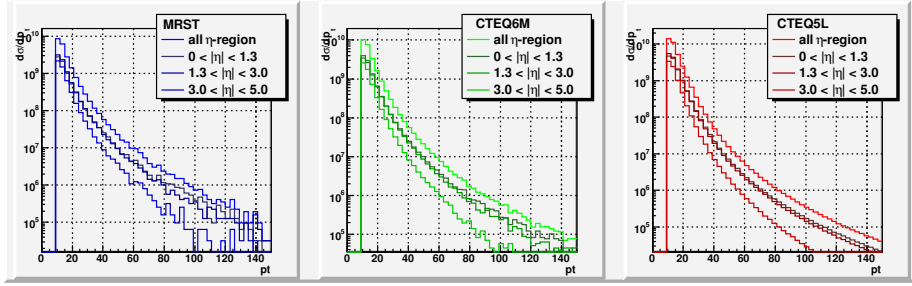


Рис. 12: Спектры струй для трех сэмплов событий сгенерированных с разными партонными функциями.

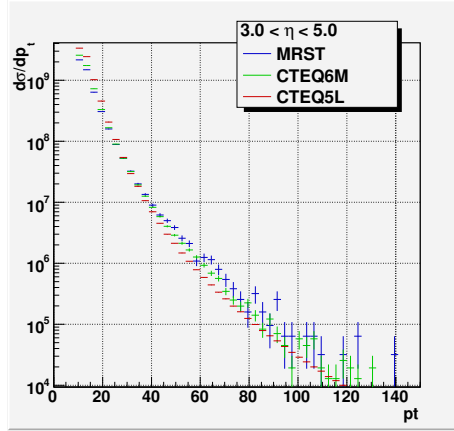


Рис. 13: Спектры струй в бине по  $|\eta|$  от 3 до 5

лений, спектр струй в трех случаях довольно сильно отличается, так что, возможно, мы сможем увидеть это отличие на эксперименте и понять, какая из партонных функций наиболее подходит для описания данных.

Следующей задачей будет как раз понять, сможем ли мы на нашем детекторе померить этот спектр с достаточной точностью, т.е. каковы будут

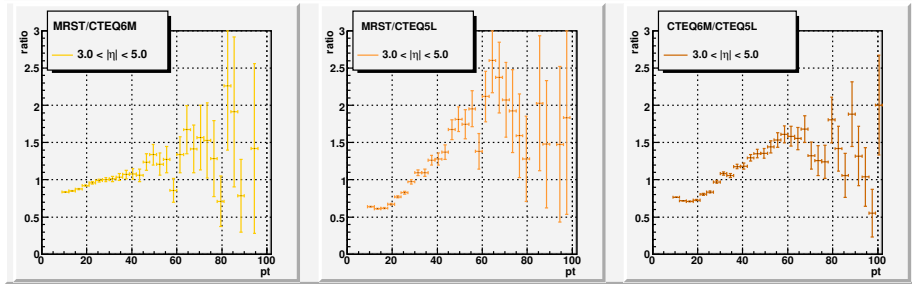


Рис. 14: Отношение распределений друг к другу с учетом статистических ошибок при интегральной светимости  $1 \text{ pb}^{-1}$

систематические ошибки в нашем измерении. Этому посвящена глава 3.

Примечание. Для того, чтобы различить такие распределения 13, нам нужно померить спектр с точностью лучше 10-30%. Однако для данной работы были взяты PDF, сильно отличающиеся друг от друга, тогда как последние данные с экспериментов дают ошибку в измерении PDF около  $\sim 10 - 15\%$  для маленьких  $x$  (см. рис. 23-28). Предполагая линейную интерполяцию нужно сказать, что для четкого отделения, скажем, PDF измеренного на H1 от измеренного на Zeus (они довольно близки, но тем не менее дают чуть-чуть разные партонные функции глюонов с учетом своих ошибок) нам нужно уметь мерить спектр струй при малых  $p_T$  с точностью  $\sim 2-5\%$ .

### 3 Моделирование калориметра

Дорогой читатель, настало время подробнее рассказать о детекторе CMS с помощью которого мы хотим делать наши измерения. О детекторе, который создан, чтобы все увидеть, но который вместе с тем не дает увидеть многого...

На рисунке 15 показан продольный разрез детектора CMS (1/4 его часть) [4]. Адронный калориметр в нем разделен на три части. Это — HB (Barrel), HE (Endcap) и HF (Forward). HB перекрывает область псевдобыстрот  $-1.3 < \eta < 1.3$ , HE:  $-3.0 < \eta < -1.3$  и  $1.3 < \eta < 3.0$ , HF:  $-5.0 < \eta < -3.0$  и  $3.0 < \eta < 5.0$ . Именно из-за геометрии калориметров в анализе струй было выбрано такое разбиение на бины по  $\eta$ .

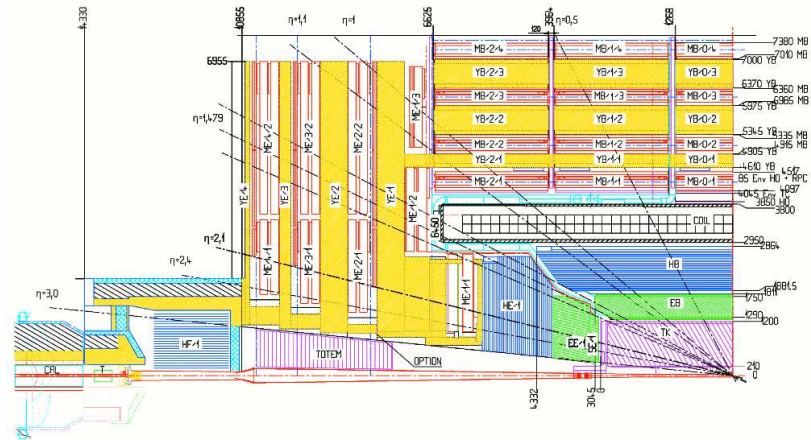


Рис. 15: Продольный разрез детектора CMS. Зеленым цветом показаны электромагнитные калориметры EB (Barrel) и EE (Endcap). Синим – адронные калориметры HBHE (Barrel, Endcap) и HF (Forward).

#### 3.1 Калориметрические струи

В этой части работы для анализа были использованы события QCD, сгенерированные специальной группой в CMS. При генерации их была вставле-

на STEQ5L партонная функция. В данном случае в файлах содержится не только информация о сгенеренном событии, но и полный отклик детектора, в том виде как он будет выглядеть на реальных данных.

Таким образом, теперь у нас есть два вида струй генераторные (gen) и калориметрические (calo). Для их поиска и реконструкции в этот раз был применен Kt алгоритм (5.1.3). В идеальном калориметре calo и gen струи совпадали бы друг с другом. В действительности этого не будет. Во-первых, это происходит из-за несоответствия энергетической шкалы калориметра настоящей шкале энергий. Во-вторых, из-за конечного разрешения калориметра, а также его неоднородности по  $\eta$  и зависимости отклика от энергии. В-третьих, для малых поперечных импульсов струй, в калориметре образуются ложные струи, которые есть на самом деле просто шум.

В связи с перечисленными проблемами, было проделано следующее. Энергия и поперечный импульс калориметрической струи должны соответствовать энергии и импульсу генераторной струи. Для этого была применена последовательность стандартных алгоритмов, которые ставят в соответствие друг другу эти струи (с минимальным расстоянием  $\Delta R_{\eta-\phi}$ ) и вводят нужные поправки к calo-струям, так чтобы статистически выровнять их отклик в широком диапазоне по pt в разных областях по  $\eta$  (L2L3JetCorrection [5]). Результат такой процедуры показан на рис. 16, 17.

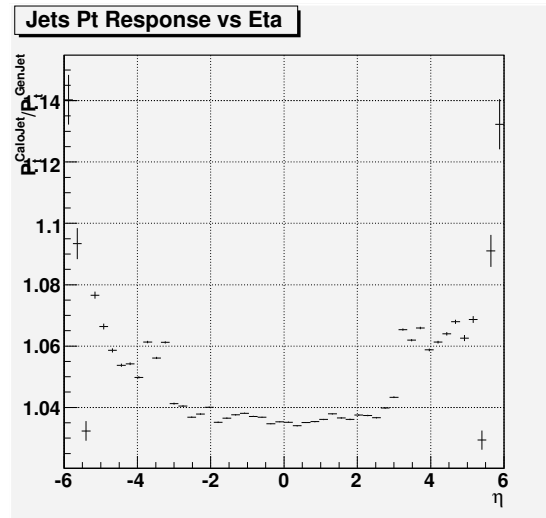


Рис. 16: Отклик струй в зависимости от  $\eta$ .

Видно, что в HF калориметре, которым мы интересуемся ( $3.0 < |\eta| < 5.0$ ) отклик струй отличается от единицы больше всего: на 6-8%. Это можно объяснить проблемами со струями с малыми поперечными импульсами. На картинке 17 как раз показан отклик струй в зависимости от их поперечного импульса – при  $pt < 25$  он подскакивает вверх.

Тем не менее, посмотрим насколько отличаются спектры генераторных и калориметрических струй (рис. 18). Их отношение составляет 20-25% (рис. 19). Это означает, что, несмотря на все процедуры коррекции, спектр генераторных струй все равно не совпадает со спектром калориметрических. Т.е. статистическая ошибка в этом измерении составляет эти самые 25%.

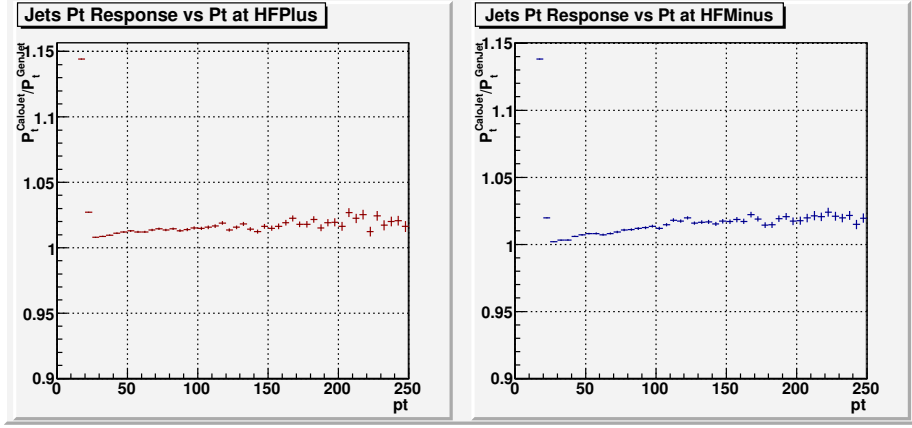


Рис. 17: Отклик струй в HF+ и HF- в зависимости от поперечного импульса сгенерированной струи.

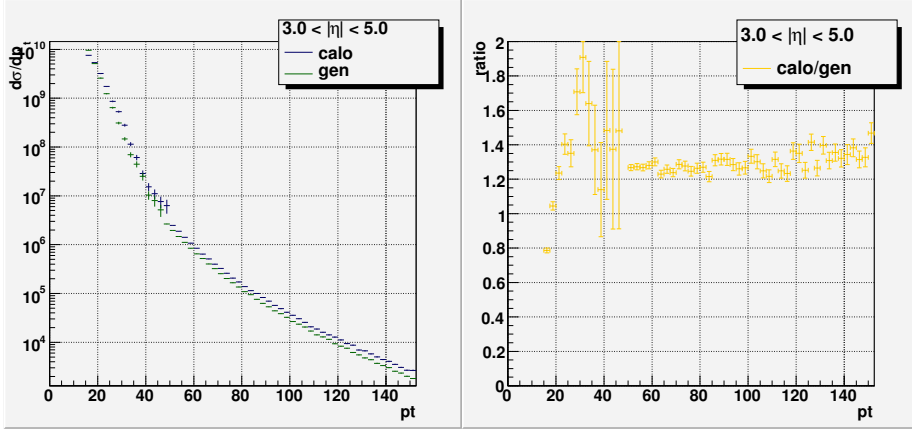


Рис. 18: Спектр струй в HF.

Рис. 19: Отношение спектров calo/gen.

### 3.2 Разрешение калориметра

Проблема смещения спектра в сторону увеличения для калориметрических струй может быть объяснена конечным разрешением струй в калориметре. В теоретической формуле – коэффициент  $C_{unsm}$  [6]:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T dy} = \frac{N_{jets}}{\epsilon \cdot L \cdot \Delta p_T \cdot \Delta y} \cdot C_{unsm} \quad (1)$$

Отклик струй в калориметре (рис. 20) можно фитировать следующей формулой:

$$R(p_T, p_T^{gen}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot \exp\left[-\frac{(p_T/p_T^{gen} - 1)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (2)$$

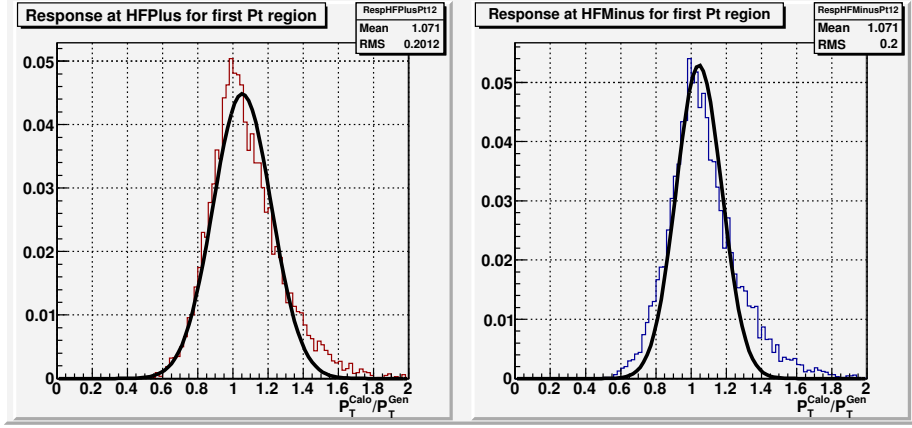


Рис. 20: Отклик струй с  $15 < p_T < 40$  в HF+ и HF-.

Ansatz-функция с 4-мя параметрами, которую нужно определить из данных:

$$f(p_T^{gen}) = N \cdot (p_T^{gen})^{-a} \cdot \left(1 - \frac{2 \cosh(\eta_{min}) \cdot p_T^{gen}}{\sqrt{s}}\right)^b \cdot \exp(c \cdot p_T^{gen}) \quad (3)$$

где  $\eta_{min} = 3.0$  в нашем случае.

Измеренный спектр фитируем следующей функцией:

$$F(p_T) = \int_0^\infty f(p_T^{gen}) R(p_T, p_T^{gen}) dp_T^{gen} \quad (4)$$

И определяем коэффициенты для каждого бина:

$$C_{bin}^{unsm} = \frac{\int_{bin} f(p_T) dp_T}{\int_{bin} F(p_T) dp_T} \quad (5)$$

## 4 Заключение

Что ж, дорогой читатель, настало время писать заключение. В этой работе был изучен вопрос о влиянии глюонной функции распределения протона при малых  $x$  на инклюзивное сечение струй с малыми  $p_T$  в HF-калориметре. Оно оказалось довольно значительным для рассмотренных партонных функций STEQ5L, STEQ6M, MRST2004NNLO: до 20-30%. Однако, вместе с тем, в области малых поперечных импульсов струй возникают сложности в их реконструкции, которые не позволяют достичь даже такой точности в измерении спектра.

Тем не менее, хоть мы и не можем непосредственно измеряя спектр струй исключить те или иные партонные функции, такое измерение важно с точки зрения глобального фита экспериментальных данных. Более того, такая задача – уточнение партонных функций – является первой необходимой физической задачей для ЛНС. Это знание структуры протона!

## 5 Приложение

### 5.1 Алгоритмы реконструкции струй

Как сказано выше, важно чтобы струя, реконструированная в калориметре соответствовала генераторной струе. А та, в свою очередь соответствовала первоначальному партону, из которого она образовалась. В связи с этим встает вопрос, а что же считать струей, как ее определить. Для этого используется несколько разных алгоритмов, большинство из которых было успешно применено на Теватроне [7].

Соответственно, „хорошим“ алгоритмом считается тот, который соответствует этим условиям, и при этом остается стабильным независимо от того, применяется ли он на партонном уровне, или на калориметрическом. В большинстве событий процедура определения струй дает однозначный результат для всех хороших алгоритмов. Однако иногда возникают сложности в отделении двух струй, находящихся близко друг от друга (рис.21а). И тогда разные алгоритмы приводят к разным результатам в этих случаях.

#### 5.1.1 Iterative Cone Algorithm

Пусть мы нашли ячейку с энергией большей некоего порога  $E_{tr}^{seed}$ . Опишем около этой ячейки конус с радиусом  $R$  в пространстве  $y - \phi$  и построим "центроид" около точки  $(y_C, \phi_C)$  с весами  $p_T$ :

$$k \subset C \quad \text{if} \quad \sqrt{(y_k - y_C)^2 + (\phi_k - \phi_C)^2} \leq R_{cone} \quad (6)$$

$$\bar{y}_C \equiv \frac{\sum_{k \subset C} y_k * p_{T,k}}{\sum_{l \subset C} p_{T,l}}, \quad \bar{\phi}_C \equiv \frac{\sum_{k \subset C} \phi_k * p_{T,k}}{\sum_{l \subset C} p_{T,l}}$$

Если  $p_T$ -взвешенный центр этого конуса не совпадает с его геометрическим центром  $(y_C, \phi_C) \neq (\bar{y}_C, \bar{\phi}_C)$ , геометрический центр заменяется на  $(\bar{y}_C, \bar{\phi}_C)$  и процедура повторяется до тех пор, пока не будет найден стабильный конус  $(y_C, \phi_C) = (\bar{y}_C, \bar{\phi}_C)$ .

Для облегчения понимания того, как работает этот алгоритм, введем математический потенциал для вектора  $\vec{r} = (y_C, \phi_C)$ , "Snowmass potential":

$$V(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \sum_k p_{T,k} \cdot (R_{cone}^2 - (\vec{r}_k - \vec{r})^2) \cdot \theta(R_{cone}^2 - (\vec{r}_k - \vec{r})^2) \quad (7)$$

где  $\theta$  - тетта-функция.

Тогда можно найти "силу которая действует на центр конуса, смещая его в стабильное состояние:

$$\begin{aligned} \vec{F}(\vec{r}) &= -\vec{\nabla} V(\vec{r}) = \sum_k p_{T,k} (\vec{r}_k - \vec{r}) \cdot \theta(R_{cone}^2 - (\vec{r}_k - \vec{r})^2) \\ &= (\vec{r}_{C(\vec{r})} - \vec{r}) \sum_{k \subset C(\vec{r})} p_{T,k}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\vec{r}_{C(\vec{r})} = (\bar{y}_{C(\vec{r})}, \bar{\phi}_{C(\vec{r})})$  и  $k \subset C$  если  $\sqrt{(y_k - y_C)^2 + (\phi_k - \phi_C)^2} \leq R_{cone}$ .

См. также иллюстрацию 21b и [7].

\* IterativeCone5 означает, что используется радиус  $R=0.5$  для поиска струй.

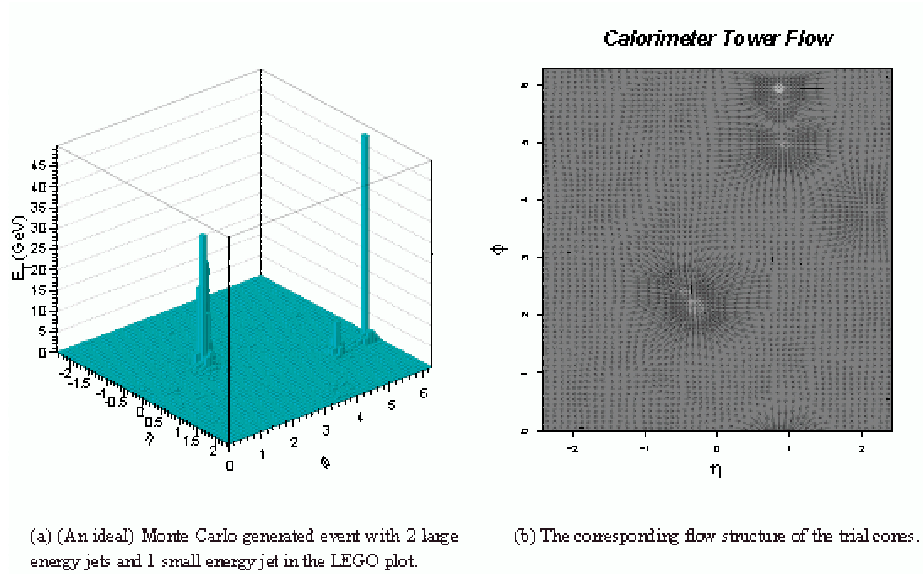


Рис. 21: Реконструкция струй и Snowmass потенциал.

### 5.1.2 MidPoint Cone Algorithm

В простом итерационном конусном алгоритме возникает неоднозначность, когда в пределах конуса есть две частицы. Тогда в потенциале возникает несколько минимумов, и возникает вопрос, следует ли объединять эти частицы в одну или нет. В калориметре этот эффект проявляется в перекрытии части двух струй. Чтобы разделаться с этой проблемой, придуман MidPoint Cone алгоритм [4, 7].

- Это также конусный алгоритм,  $R$  – радиус конуса, однако здесь вводится еще два параметра.
- Параметр  $f_{merge} = 0.50$  – порог перекрытия струй. Означает, что две струи объединяются в одну, если они делят между собой более 50% энергии струи, несущей меньшую энергию.
- Параметр  $f_{search} = 0.5$ . Первый шаг в нахождении струй перед их слиянием делается с меньшим радиусом  $f_{search} \cdot R$ .

### 5.1.3 Kt Algorithm

Kt алгоритм — это уже не конусный алгоритм. Состоит он в следующем. Каждый партон изначально считается прото-струей, после чего вычисляются следующие величины:  $k_{T,i}^2 = p_{T,i}^2$  и  $k_{T,(i,j)}^2 = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \cdot \Delta R_{i,j}^2 / D^2$

для каждого партона  $i$  и пар  $(i,j)$  соответственно. Где  $P_{T,i}$  – поперечный импульс  $i$ -ого партона, а  $\Delta R_{ij}$  – расстояние в пространстве  $y - \phi$  между всеми парами партонов:  $\Delta R_{ij} = \sqrt{(y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2}$ .  $D$  – параметр, который контролирует размер струи. Если меньшая из величин есть  $k_{T,i}^2$ , то соответствующий партон становится струей и удаляется из списка. Если меньшая из величин есть  $k_{T,(i,j)}^2$ , тогда два партона  $(i,j)$  объединяются в одну струю путем сложения их четырех-импульсов, а соответствующие партоны удаляются из списка и заменяются полученной новой струей. После чего весь процесс повторяется до тех пор, пока все прото-струи не станут полноценными струями. Т.е. на последнем шаге итерации все  $k_{T,(i,j)}^2$  больше, чем  $k_{T,i}^2$ .

## Список литературы

- [1] Sjostrand Torbjorn, Mrenna Stephen, and Skands Peter. *Pythia6 Website*. <http://projects.hepforge.org/pythia6/>.
- [2] Mike Whalley. *LHAPDF Website*. <http://projects.hepforge.org/lhapdf/>.
- [3] Mike Whalley. *PDF's Online!* <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>.
- [4] CMS Collaboration. CMS Physics. Technical Design Report. Volume II: Physics Performance. *cern*, June 2006.
- [5] CERN. *Jet Energy Corrections*, April 2008.
- [6] CERN. *QCD Physics with high pt*, April 2008.
- [7] M. Albrow and others. Tevatron for LHC Report QCD Working Group. *cern*, October 2006.

## Доп. картинки

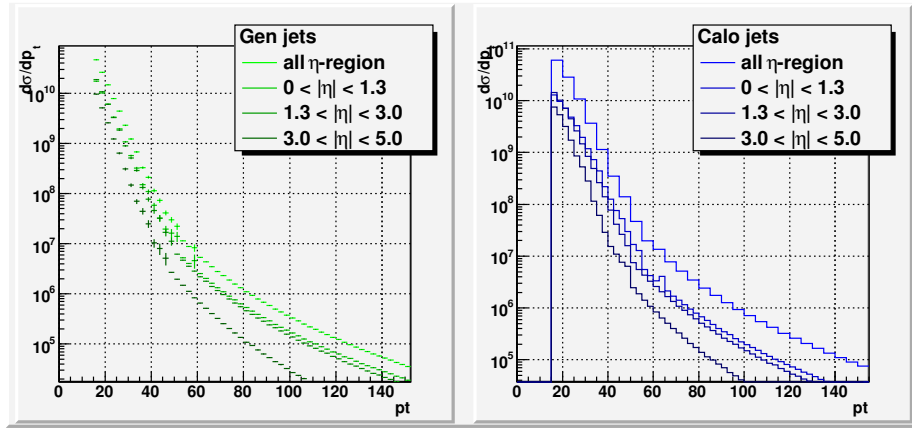


Рис. 22: Спектры генерированных и калориметрических струй в разных бинах по  $\eta$ .

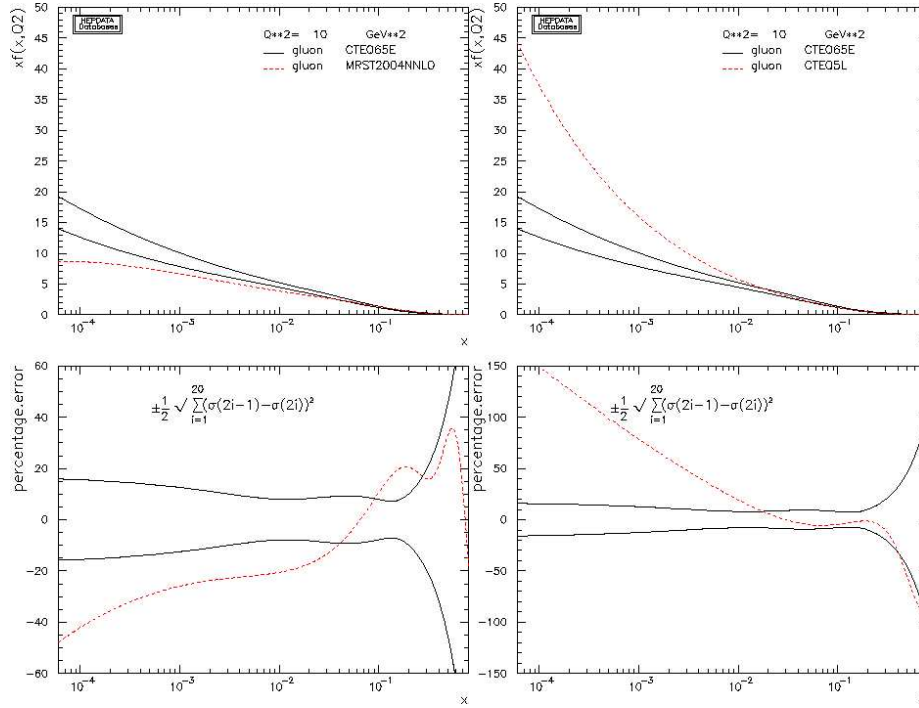


Рис. 23: mrst10

Рис. 24: cteq10

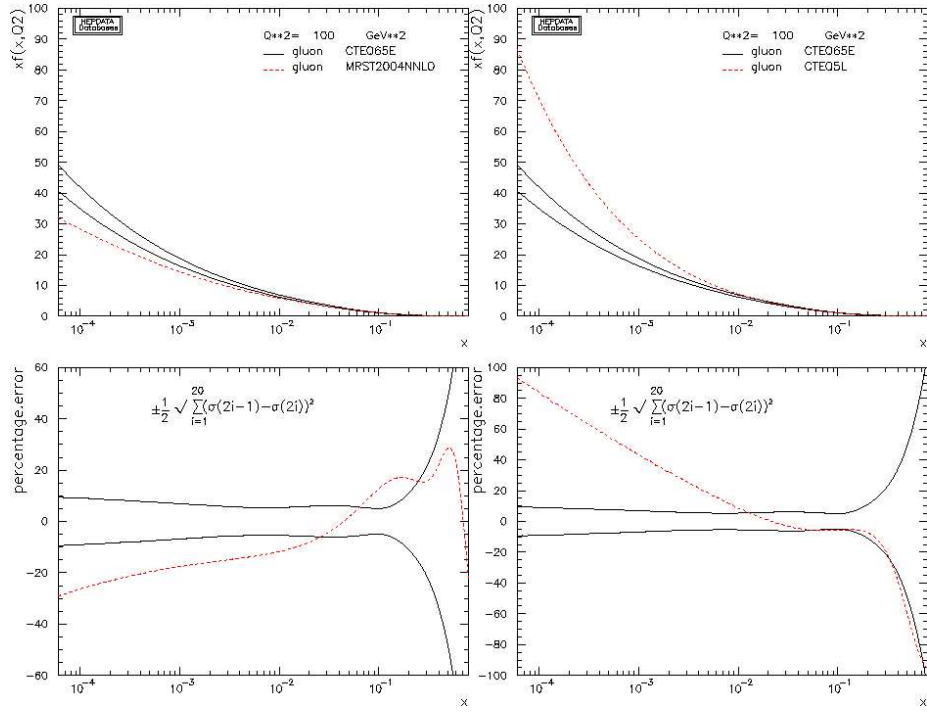


Рис. 25: mrst100

Рис. 26: cteq100

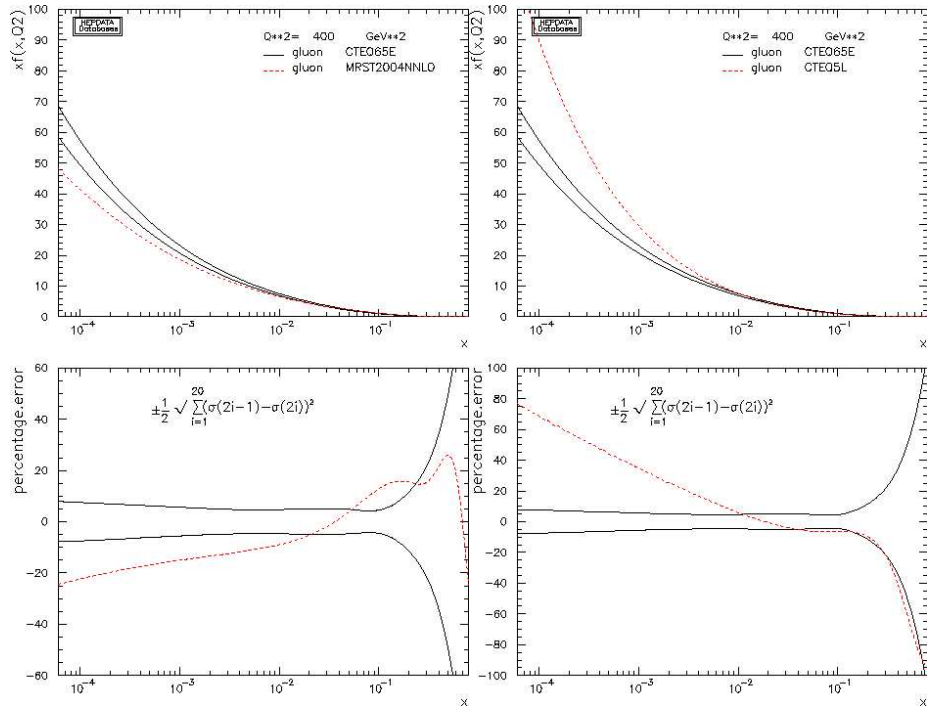


Рис. 27: mrst400

Рис. 28: cteq400

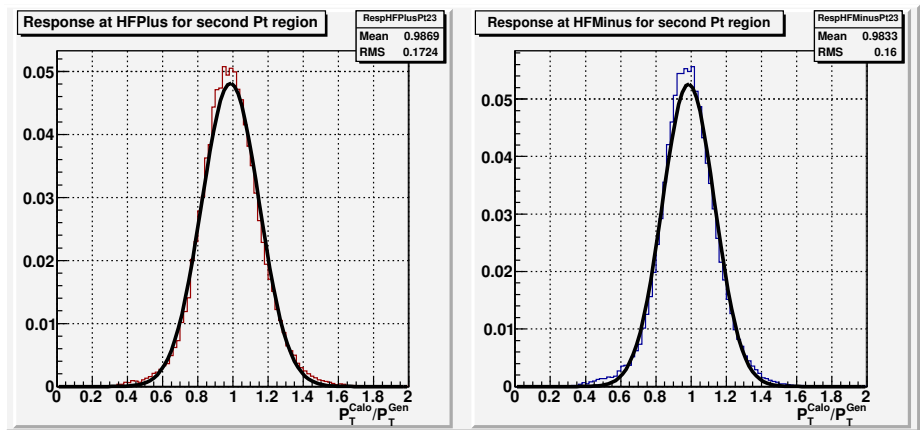


Рис. 29: Отклик струй с  $40 < p_t < 100$  в HF+ и HF-.

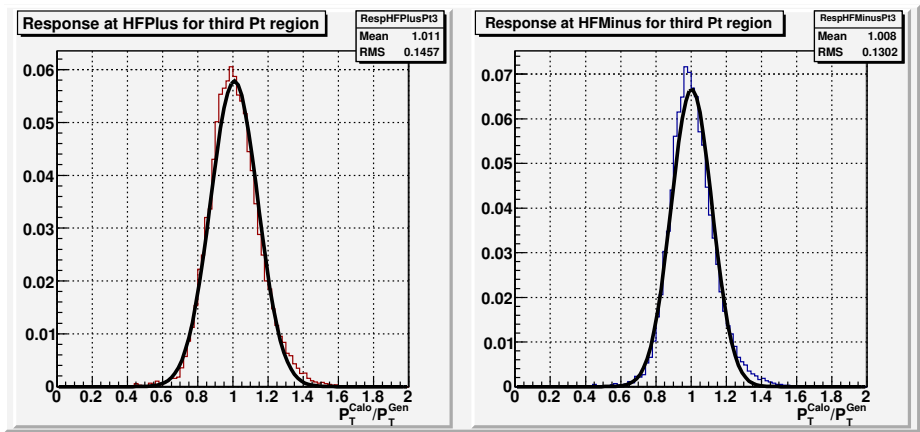


Рис. 30: Отклик струй с  $p_t > 100$  в HF+ и HF-.

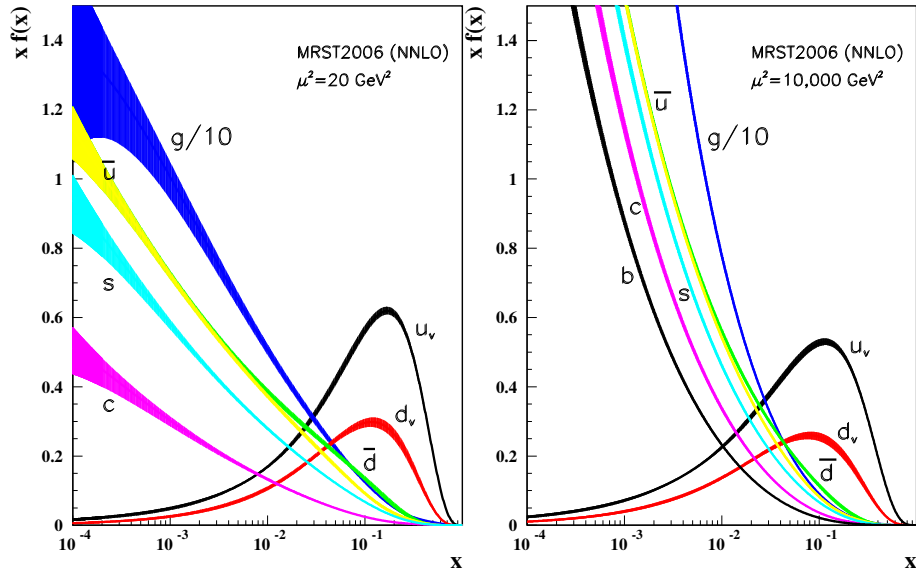


Рис. 31: Картинка из PDG

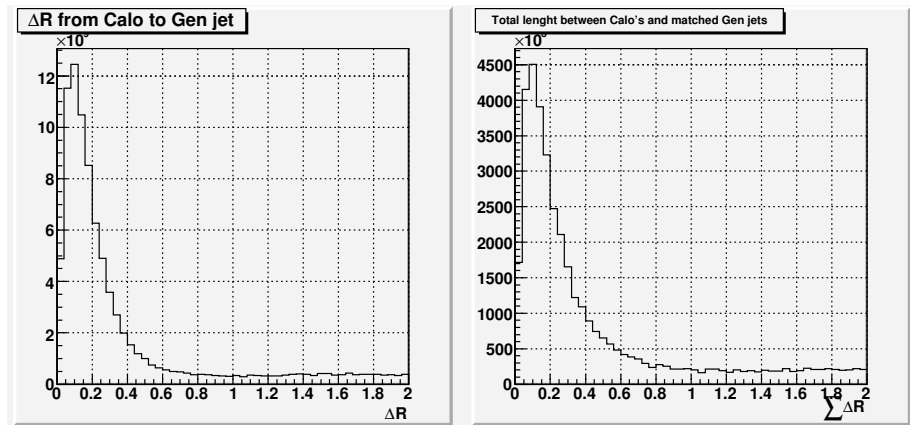


Рис. 32: а) Расстояние от калориметрической струи до соответствующей ей генераторной струи; б) Сумма всех таких расстояний в событии.