

УДК 539.13

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА АДРОННЫХ СТРУЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS (LHC) С ПОМОЩЬЮ КАНАЛА С ДВУМЯ ТОП-КВАРКАМИ

А.Р. ТУМАСЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

(Поступила в редакцию 27 апреля 2011 г.)

Дана процедура установления шкалы энергии струи с помощью событий с топ-кварками, включающих процесс распада W -бозона на два легких кварка (u, d, s, c). Калибровочные соотношения выводятся путем сравнения инвариантной массы двух струй от распада W -бозона с известной массой W -бозона. Определены калибровочные коэффициенты для двух типов струй (CaloJet и ZSPJet) и даны оценки систематических ошибок этих коэффициентов.

1. Введение

Процессы, исследуемые в эксперименте CMS (The Compact Muon Solenoid) на LHC (Large Hadron Collider), в большинстве содержат адронные струи. Это процессы жестких протон-протонных столкновений с одной до несколькими струями в конечном состоянии. Значения поперечной энергии регистрируемых струй в детекторе принадлежат широкому интервалу – от 5 до 5000 и более ГэВ. В связи с этим очень важной является задача точного восстановления энергии регистрируемых струй. На точность регистрации энергии струи влияют разные эффекты: функция фрагментации в адроны, излучение в начальном и конечном состояниях (ISR, FSR), магнитное поле, шумы электроники, выход ливня за пределы калориметра, потери за счет ограниченного размера конуса, в котором находится струя и т.д.

В настоящей работе проведена калибровка шкалы энергии струи от легких кварков (u, d, s, c) с использованием событий с топ-кварками, включающих процесс рождения адронных струй при распаде W -бозона на пару кварк–антикварк:

$$t\bar{t} \rightarrow bW^+ \bar{b}W^- \rightarrow b\bar{b} \bar{v}_l \bar{b}q\bar{q}.$$

Такие события имеют достаточно малый фон, что позволяет идентифицировать струи от распада W -бозона и производить коррекцию их энергии. Отметим, что калибровка шкалы энергии струи проводится в интервале поперечной энергии кварка от 30 до 250 ГэВ.

Процедура установления калибровочных коэффициентов шкалы энергии струи основана на сравнении инвариантной массы двух струй, рождаемых от

распада W -бозона, с известной массой W -бозона (80.4 ГэВ). Калибровка выполнена как для калориметрических струй (CaloJet), так и для струй с предварительной (Zerosuppression) коррекцией (ZSPJet) [1].

2. Исследуемый канал и отборы событий

Для калибровки шкалы энергии струи используется распад W -бозона на пару кварк-антикварк. В качестве процесса, где имеется такой распад, выбран следующий канал:

$$PP \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\bar{\nu}_l\bar{b}q\bar{q},$$

где в жестком PP столкновении рождаются пары $t\bar{t}$, каждая из которых с вероятностью 99.82% распадается с рождением W -бозона и b -кварка, причем b -кварки дают струи (b -струи) в конечном состоянии. Для избежания проблем, связанных с идентификацией струй, рождаемых из разных вершин, требуется, чтобы один из W -бозонов распался лептонным каналом ($W \rightarrow l + \bar{\nu}_l$, где $l = e, \mu$), а другой бозон – адронным каналом ($W \rightarrow q\bar{q}$, где $q = u, d, s, c$). Таким образом, в конечном состоянии имеются лептон и соответствующее нейтрино, две струи от легких кварков и две b -струи (рис. 1).

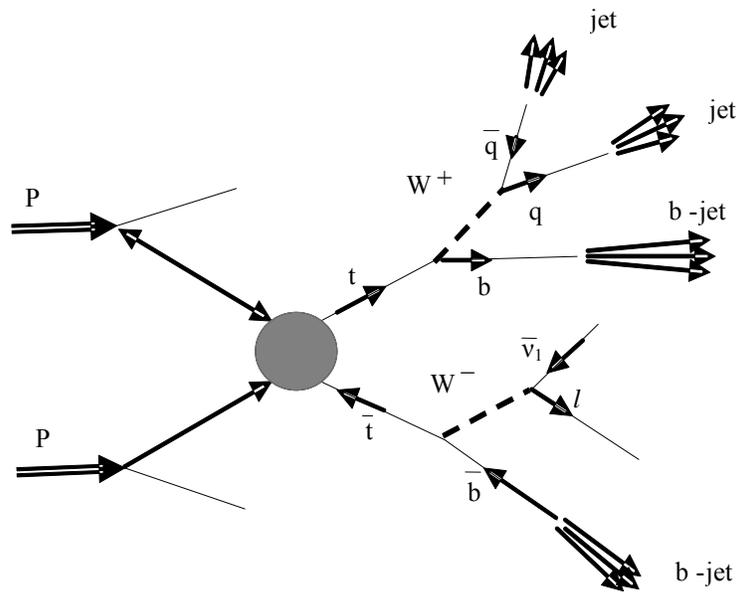


Рис.1. Схематическая диаграмма процесса $PP \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow b\bar{\nu}_l\bar{b}q\bar{q}$.

Для идентификации этого канала был разработан ряд критериев отбора событий с использованием генератора событий PYTHIA 6.4.0, где наряду с исследуемым каналом генерировались всевозможные фоновые процессы. Исследования показали, что наиболее эффективными критериями являются следующие требования:

1. Наличие изолированного лептона в событиях со следующими ограничениями на поперечную энергию, псевдобыстроту и параметр изолированности: $E_T > 20$ ГэВ, $|\eta| < 2.5$, $S_{\text{isol}} < 0.2$, где $S_{\text{isol}} = (E_T^{\text{cone}} - E_T) / E_T^{\text{cone}}$ – поперечная энергия в конусе $R = \sqrt{\delta\eta^2 + \delta\phi^2} = 0.5$ (η и ϕ – соответственно, псевдобыстрота и азимутальный угол лептона).
2. Наличие недостающей части поперечной энергии для P_T -баланса (E_T^{miss}), которая главным образом обусловлена недетектируемой частью энергии нейтрино с ограничением $E_T^{\text{miss}} > 25$ ГэВ [1].
3. Наличие двух b-струй (b-tagged jets) со следующими кинематическими ограничениями откалиброванных струй: $E_T > 30$ ГэВ, $|\eta| < 2.5$. Процедура b-tagging представляет идентификацию струй от b-кварков, которая выполняется стандартным алгоритмом “trackCountingHighPurBJetTags” программного пакета CMSSW_2_1_9 (CMS SoftWare). В области поперечной энергии струй больше 30 ГэВ алгоритм действует с эффективностью 60% и с чистотой отбора b-струй 90% [2].
4. Наличие двух или более струй не от b-кварков (non b-tagged jets), с ограничениями откалиброванных струй $E_T > 30$ ГэВ, $|\eta| < 2.5$. В лидирующем порядке теории возмущений число таких струй будет равно двум, но учитывая и более высокие порядки теории возмущений и наличие излучения в начальном и конечном состояниях (ISR, FSR), среднее число таких струй больше трех.

Такие отборы уменьшают число сигнальных событий в 10 раз, а число фоновых событий примерно на пять порядков. В результате фоновые события в отобранных событиях будут меньше 2%. На рис.2 приведены распределения поперечной энергии и псевдобыстроты для струй от распада W-бозона, струй от b-кварков, изолированного лептона и E_T^{miss} . При энергии ЛHC $\sqrt{s} = 14$ ТэВ сечение процесса при накладываемых отборах составляет 9 пб. При интегральной светимости 20 фб^{-1} будем иметь 180000 сигнальных событий.

Как уже отмечалось, кроме струй лидирующего порядка в канале есть наличие струй более высоких порядков теории возмущений, и поэтому возникает необходимость дополнительных отборов для правильной идентификации струй от распада W-бозона. Исследования показали, что в качестве таких отборов могут служить ограничения на расстояние двух струй в (η , ϕ) пространстве. На основе таких критериев разработан алгоритм, делающий отбор струи от распада W-бозона с эффективностью 85%. Алгоритм работает по следующему принципу: рассматриваются всевозможные комбинации пар струй (без учета b-струй) и по убыванию их поперечной энергии отбирается та пара, которая удовлетворяет условию $|\eta| < 1.5, |R(\Delta\eta, \Delta\phi)| < 2.2$, где $\Delta\eta$ – разница между псевдобыстротами двух струй, а R – расстояние между двумя струями в (η, ϕ) пространстве, определяемое как $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Спектр инвариантной массы двух струй, отобранных таким образом, приведен на рис.3. Отметим, что струи генерируются без симуляции и реконструкции программой CMSSW. Смещение пика обусловлено тем, что в конусе поиска струи (используется итеративный

конусный алгоритм IC5 [3]) энергия струи полностью не собирается, а хвост спектра в области больших значений инвариантных масс обусловлен неправильными комбинациями пар струй отобранных в качестве струй от распада W .

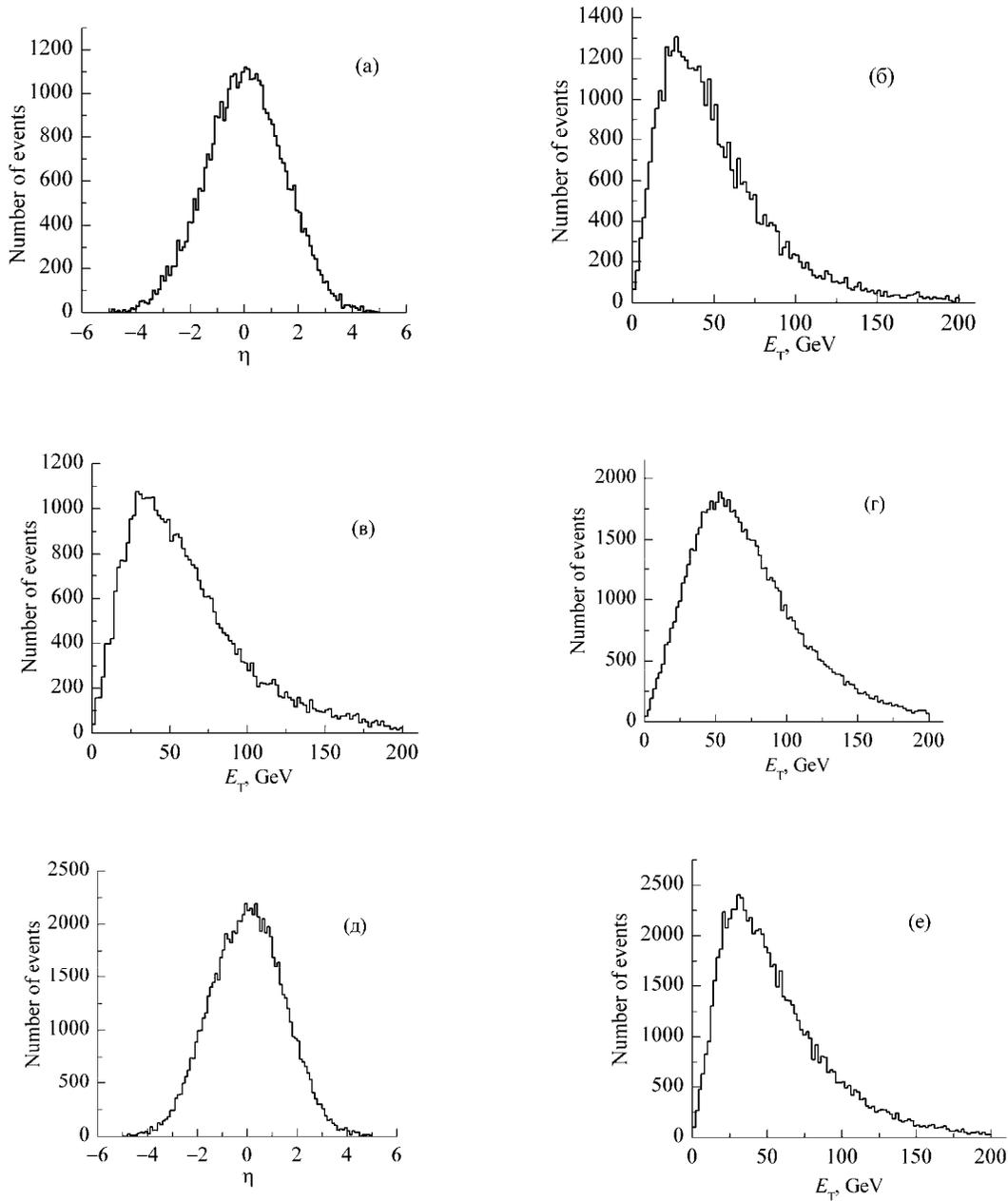


Рис.2. а), б) распределение η и E_T изолированного лептона, в) распределение E_T^{miss} , г) распределение E_T b-струй, д), е) распределение η и E_T струй от распада W -бозона.

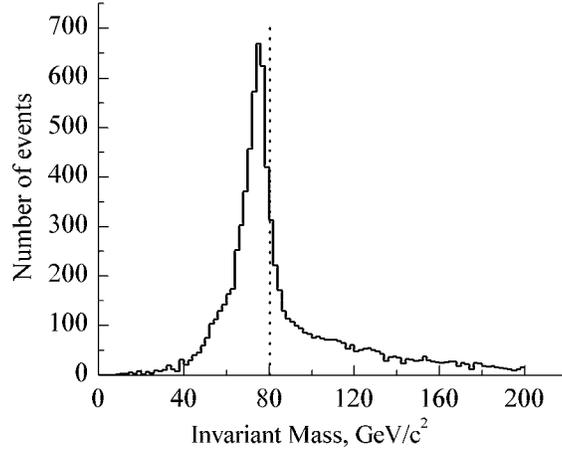


Рис.3. Инвариантная масса отобранных струй.

3. Установка шкалы энергии струи

Определяются калибровочные коэффициенты для двух типов струй: CaloJet и ZSPJet с использованием программного пакета CMSSW_2_1_9 для моделирования детектора с полной симуляцией и реконструкцией этих струй [4].

Установка шкалы энергии струи заключается в определении калибровочных коэффициентов:

$$k_{jet} = E_T^{jet} / E_T^q. \quad (1)$$

В качестве истинного значения калибровочного коэффициента выбирается максимум отношения E_T^{jet} / E_T^q в некотором интервале поперечной энергии кварка:

$$k_{jet}^{true} \equiv \langle E_T^{jet} / E_T^q \rangle. \quad (2)$$

Калибровка энергии струи с помощью событий $W \rightarrow jj$ основана на использовании соотношения между массой W -бозона и инвариантной массой откалиброванных струй, рождающихся при распаде W -бозона:

$$m_{jj}^{corr} = m_W. \quad (3)$$

Масса W -бозона есть инвариантная масса двух кварков распада и с точностью до m_q^2 / E_q^2 (m_q и E_q – соответственно, массы и энергии кварков от распада W) может быть представлена в виде

$$m_W^2 = E_{T1}^q E_{T2}^q f_{qq}^2, \quad f_{qq}^2 = 2 \cosh(\eta_1^q - \eta_2^q) - 2 \cos(\varphi_1^q - \varphi_2^q), \quad (4)$$

где f_{qq} – угловой множитель, выраженный через псевдобыстроты и азимутальные углы кварков. Аналогичное соотношение можно записать для инвариантной массы струй:

$$m_{jj}^2 = E_{T1}^{\text{jet}} E_{T1}^{\text{jet}} f_{jj}^2, \quad f_{jj}^2 = 2 \cosh(\eta_1^{\text{jet}} - \eta_2^{\text{jet}}) - 2 \cos(\varphi_1^{\text{jet}} - \varphi_2^{\text{jet}}). \quad (5)$$

Предполагая равенство между f_{qq} и f_{jj} (по сути это предположение о том, что η , φ -координаты кварка и струи одинаковы), на основании (3) и с учетом (4) и (5), а также усредняя по событиям, запишем следующее калибровочное соотношение:

$$\left\langle \frac{m_{jj}}{\sqrt{k_1 k_2}} \right\rangle = m_W, \quad (6)$$

где k_1 и k_2 – калибровочные коэффициенты для струй от распада W-бозона. Для установления этих коэффициентов в разных интервалах по E_T фиксируется конкретный интервал по E_T и рассматриваются те события, в которых обе струи принадлежат этому интервалу. В этом случае $k_1 = k_2$, а (6) переписывается как $m_{jj} = k_0 m_W$. Калибровочные коэффициенты k_0 определяются по положению пика плотности распределения отношения m_{jj}/m_W . Положение пика μ находится путем аппроксимации спектра величины m_{jj}/m_W гауссовской функцией в области $\mu \pm \sigma$ (рис 4а).

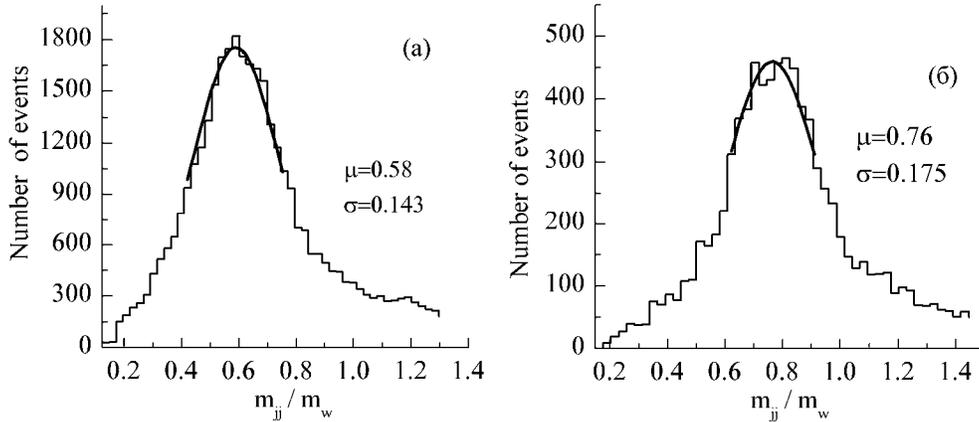


Рис.4. а) определение k_0 для CaloJet в интервале по E_T^{jet} 12–200 ГэВ, б) определение калибровочного коэффициента k_{jet} (7) для CaloJet в интервале по E_T^{jet} 25–40 ГэВ.

После нахождения k_0 выражение (6) перепишем в следующем виде:

$$\sqrt{k_{\text{jet}}} = \frac{\langle m_{jj} \rangle}{m_W \sqrt{k_0}}. \quad (7)$$

Фиксируя вторую струю в каком-либо конкретном интервале по E_T , из соотношения (7) находим калибровочный коэффициент для этого интервала (рис.4б). В результате такой процедуры получаем калибровочные коэффициенты для Calo и ZSP струй (рис.5).

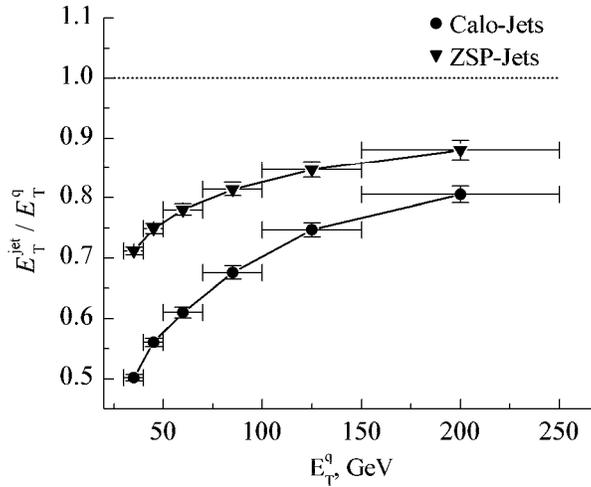


Рис.5. Калибровочные коэффициенты для калориметрических струй (Calo) и для струй с предварительной коррекцией (ZSP) в интервалах по E_T^{jet} кварка.

Систематическая ошибка значений этих коэффициентов меньше 6% в области поперечной энергии кварка больше 30 ГэВ. Вклад в систематические ошибки дают следующие эффекты: 1) энергетическое разрешение регистрируемых струй приводит к смещению пика инвариантной массы на $\sim 1\%$ за счет произведения $E_{T1}E_{T2}$ в выражении (5); 2) предполагаемое равенство между f_{qq} и f_{jj} вводит систематический сдвиг 2–4% в зависимости от интервалов поперечных энергий струй; 3) неточная идентификация струй от распада W приводит к сдвигу $\leq 2\%$.

4. Заключение

Канал с топ-кварками, включающий процесс рождения адронных струй при распаде W-бозона в PP жестких столкновениях, может быть использован для калибровки шкалы энергии струи. Достоинством этого канала является то, что при корректных отборах фоновые события практически отсутствуют. Процедура установления калибровочных коэффициентов шкалы энергии струи путем сравнения инвариантной массы двух струй от распада W-бозона с известной массой W-бозона дает неплохой результат в области поперечной энергии кварка больше 30 ГэВ. Ошибка в значениях калибровочных коэффициентов в этой области меньше 6%. Этот канал и процедура установления шкалы энергии струи могут быть использованы также для тестирования других калибровок (к примеру, калибровки с использованием канала с прямым фотоном: " $\gamma + \text{jet}$ " [5]).

Автор выражает глубокую благодарность В.Ф. Конопляникову (ОИЯИ) за оказанную помощь в разработке методики, А.М. Сируняну (ННЛ им. А.И. Алиханяна) и А.В. Зарубину (ОИЯИ) за поддержку и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/MissingET>.
2. **A.Rizzi, F.Palla, G.Segneri.** Track impact parameter based b-tagging with CMS. CMS NOTE 2006/19. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WorkBookB Tagging>.
3. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/JetAlgorithms>.
4. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WorkBookJetAnalysis>.
5. **В.Ф.Конопляников.** Использование канала "прямой фотон + струя" для установления абсолютной шкалы энергии струи на установке CMS. Кандидатская диссертация, ОИЯИ, Дубна, 2008.

CMS (LHC) ԳԻՏԱՓՈՐՁՈՒՄ ՀԱՂԻՈՆԱՅԻՆ ՇԻԹԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ
ՍՏՈՒԳԱՐԿՈՒՄԸ ԵՐԿՈՒ ԹՈՓ-ՔՎԱՐԿՆՈՐՈՎ ՈՒՂՂՈՒ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Ռ. ԹՈՒՄԱՍՅԱՆ

Ներկայացված է jet-երի էներգիաների ուղղման գործակիցների որոշման գործընթացը կիսալեպտոնային tt դեպքերում, որոնցում առկա է W -բոզոնի հադրոնային ուղիով տրոհման պրոցեսը՝ $W \rightarrow qq$ ($q = u, d, s, c$): Ուղղման գործակիցների որոշման առնչությունները դուրս են բերվում W -բոզոնի տրոհումից առաջացած jet-երի ինվարիանտ զանգվածի և W -ի հայտնի զանգվածի համեմատությունից: Որոշված են ուղղման գործակիցները երկու տիպի jet-երի համար՝ Calo-jet և ZSP-jet, գնահատված են գործակիցների մշտական շեղումները:

HADRON JET ENERGY SCALE CALIBRATION
IN THE CMS (LHC) EXPERIMENT USING A CHANNEL
WITH TWO TOP-QUARKS

A.R. TUMASYAN

A procedure of absolute jet energy scale set in single-leptonic $t\bar{t}$ events, including process of W -boson decay on two light quarks (u, d, s, c) is given. Calibration relations are deduced by comparison between invariant mass of jets produced from W -decay and W -mass. Calibration coefficients for two types of jets (Calo-jet and ZSP-jet) are calculated and the systematic shifts of these coefficients are estimated.