

## СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ СДВИГИ ШКАЛЫ ЭНЕРГИИ СТРУИ, УСТАНОВЛИВАЕМОЙ С ПОМОЩЬЮ ПРОЦЕССА $W \rightarrow q\bar{q}$ В ДЕТЕКТОРЕ CMS

*И. Г. Алцыбеев<sup>a</sup>, А. В. Зарубин<sup>a</sup>, В. Ф. Конопляников<sup>a,b</sup>,  
А. Р. Тумасян<sup>a</sup>, С. В. Шматов<sup>a</sup>*

<sup>a</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>b</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Белоруссия

<sup>c</sup> Национальная научная лаборатория им. А. Алиханяна, Ереван

Исследуется процедура установки абсолютной шкалы энергии струи в эксперименте CMS путем восстановления массы  $W$  в  $t\bar{t}$ -событиях с распадом  $W \rightarrow q\bar{q}$ . Определяются основные эффекты, приводящие к систематическим сдвигам абсолютной шкалы энергии струи. Дается оценка значений этих сдвигов.

The absolute jet energy scale set in CMS experiment using the  $W$  mass constraint in  $t\bar{t}$  events with  $W \rightarrow q\bar{q}$  decay, is studied. The main effects, which lead to the systematical shifts in the jet energy scale, are determined. The estimations of these shifts are given.

PACS: 29.40.-n; 07.05.Dz; 13.38.Be

### ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена проблеме установки абсолютной шкалы энергии струи в эксперименте CMS с использованием процессов рождения адронных струй при распаде бозона  $W$  в однолептонных  $t\bar{t}$ -событиях. В этих событиях рождаемые в жестком процессе  $pp$ -столкновения  $t$ -кварки распадаются на  $b$ -кварки и  $W$ -бозоны, один из которых распадается на лептон (мюон или электрон) и нейтрино, а второй — на два легких кварка:

$$pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow bl\nu_l\bar{b}q\bar{q} \quad (l \equiv e, \mu). \quad (1)$$

События (1) имеют достаточно малый фон, что позволяет идентифицировать струи от распада  $W$  и произвести коррекцию их энергии на основе соотношения между инвариантной массой этих струй и массой  $W$ .

Это соотношение позволяет определить калибровочный коэффициент: отношение поперечной энергии струи к поперечной энергии партона  $k_0 = E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$  для всего интервала поперечных энергий струй, рожденных от распада  $W$ . Полученный коэффициент может быть использован для внесения поправок в энергии откалиброванных струй, например, после « $\gamma + \text{jet}$ »- [1, 2] или «Jet + Track»-коррекции [3–5], для которых отношение  $E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$  существенно не зависит от поперечной энергии струи.

В случае калориметрических струй отношение  $E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$  меняется в пределах нескольких десятков процентов для разных значений поперечной энергии струи, поэтому в этих случаях целесообразнее использовать калибровку в отдельных интервалах  $E_T^{\text{jet}}$  либо вносить поправки на зависимость калибровочного коэффициента от поперечных энергий струй, например, на основе монте-карло-моделирования.

Предварительный анализ данной методики применительно к эксперименту CMS был дан в работе [6]. Была, в частности, сделана оценка как статистических погрешностей, так и систематических неопределенностей методики, связанных с влиянием дополнительных одновременно регистрируемых детекторами событий, фоновых событий и точности идентификации струй от распада  $W$ .

В настоящей работе устанавливается наличие ряда дополнительных систематических эффектов, которые влияют на точность методики; показывается, что эти дополнительные эффекты вместе с ранее исследованными приводят не только к неопределенностям, но и к систематическим сдвигам шкалы энергии струи; а также исследуется возможность расчета этих систематических сдвигов и использования их в качестве поправок к шкале энергии струи.

Анализ выполняется для  $pp$ -столкновений с энергией  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ при полном моделировании процессов в установке с помощью программы CMSSW 2.1.0, соответствующих интегральной светимости  $20 \text{ фб}^{-1}$  на примере следующих струй:

- «calo»-струи — струи, собранные в калориметрах с использованием итерационного конусного алгоритма с размером конуса  $R = 0,5$  при ограничениях на полную и поперечную энергии, выделенные в объединенных башнях электромагнитного и адронного калориметров  $E^{\text{tower}} > 0,8$  ГэВ и  $E_T^{\text{tower}} > 0,5$  ГэВ.
- «ZSP»-струи — «calo»-струи, в которых учтена поправка на энергию, потерянную при использовании минимального порога на измеренные энергии в ячейках электромагнитного и адронного калориметров [3].
- «ZSP + JPT»-струи — струи с размером конуса  $R = 0,5$ , найденные с помощью алгоритма, использующего реконструированные энергии, выделенные в ячейках калориметров, параметры треков заряженных частиц и «ZSP»-поправки [3–5].

## 1. ПРОЦЕДУРА УСТАНОВКИ ШКАЛЫ ЭНЕРГИИ СТРУИ

Установка шкалы энергии струи состоит в определении калибровочных коэффициентов:

$$k_{\text{jet}} \equiv \frac{E_T^{\text{jet}}}{E_T^q}, \quad (2)$$

позволяющих перейти от измеренных поперечных энергий струй  $E_T^{\text{jet}}$  к поперечным энергиям партон (в данном случае кварков)  $E_T^q$ .

В качестве истинного значения калибровочного коэффициента может быть рассмотрено положение максимума отношения  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  в некотором интервале по поперечной энергии кварка:

$$k_{\text{jet}}^{\text{true}} \equiv \left\langle \frac{E_T^{\text{jet}}}{E_T^q} \right\rangle. \quad (3)$$

Коррекция энергии струи с помощью событий (1) основана на использовании соотношения между массой  $W$ -бозона и инвариантной массой откалиброванных струй, рождающихся при распаде  $W$ :

$$m_W = m_{jj}^{\text{corr}}. \quad (4)$$

С точностью до  $m_q^2/E_q^2$  ( $m_q$  и  $E_q$  — массы и энергии кварков от распада  $W$ ) масса  $W$ -бозона может быть представлена как

$$m_W^2 = E_{T1}^q E_{T2}^q f_{qq}^2, \quad \frac{f_{qq}^2}{2} = \text{ch}(\eta_1^q - \eta_2^q) - \cos(\phi_1^q - \phi_2^q). \quad (5)$$

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

$$m_{jj}^2 = E_{T1}^{\text{jet}} E_{T2}^{\text{jet}} f_{jj}^2, \quad \frac{f_{jj}^2}{2} = \text{ch}(\eta_1^{\text{jet}} - \eta_2^{\text{jet}}) - \cos(\phi_1^{\text{jet}} - \phi_2^{\text{jet}}). \quad (6)$$

Для откорректированных с помощью некоторых калибровочных коэффициентов  $k_1$  и  $k_2$  энергий оно переписывается как

$$(m_{jj}^{\text{corr}})^2 = E_{T1}^{\text{jet, corr}} E_{T2}^{\text{jet, corr}} f_{jj}^2 = \frac{m_{jj}^2}{k_1 k_2}, \quad E_{T1}^{\text{jet, corr}} = \frac{E_{T1}^{\text{jet}}}{k_1}, \quad E_{T2}^{\text{jet, corr}} = \frac{E_{T2}^{\text{jet}}}{k_2}. \quad (7)$$

На основании (4) и с учетом (5), (7) получим после усреднения по событиям калибровочное соотношение

$$\left\langle \frac{m_{jj}}{\sqrt{k_1 k_2}} \right\rangle = m_W, \quad (8)$$

где  $m_W = (80,398 \pm 0,025)$  ГэВ [7].

Калибровочные коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  определялись по положению пика плотности распределения инвариантной массы  $m_{jj}$ . Положение пика  $\mu$  находилось путем аппроксимации спектра величины  $m_{jj}$  гауссовской функцией в области  $\mu \pm \sigma$ . В соответствии с (8) рассчитывался калибровочный коэффициент  $k_0$  для всей исследуемой области поперечных энергий струй, который в случае «сало»-струй включал интервал (12, 200) ГэВ:

$$k_0 = k_1 = k_2 = \frac{\langle m_{jj} \rangle}{m_W} \quad \text{при} \quad E_{T1}^{\text{jet}}, E_{T2}^{\text{jet}} \in (12, 200) \text{ ГэВ}. \quad (9)$$

Следующий шаг расчетов состоял в определении калибровочных коэффициентов в отдельных областях поперечных энергий струй. На этом шаге использовались события, в которых поперечная энергия одной из  $q$ -струй<sup>1</sup> ( $E_{T1}^{\text{jet}}$ ) принадлежала отдельному интервалу поперечной энергии для «сало»-струй:

$$E_{T1}^{\text{jet}} \in (12, 18), (18, 25), (25, 40), (40, 70), (70, 120) \quad \text{или} \quad (120, 200) \text{ ГэВ}, \quad (10)$$

а поперечная энергия второй струи ( $E_{T2}^{\text{jet}}$ ) принадлежала произвольному интервалу (10). При этом коэффициент  $k_0$  использовался в качестве калибровочного коэффициента  $k_2$

<sup>1</sup> В качестве струй от распада  $W$ -бозонов ( $q$ -струй) брались струи, не идентифицированные как  $b$ -струи.

для  $E_{T2}^{\text{jet}}$  и на основе соотношения (8) находился калибровочный коэффициент для каждого интервала (10):

$$k_{\text{jet}} = k_1, \quad \sqrt{k_1} = \frac{\langle m_{jj} \rangle}{m_W \sqrt{k_2}} \approx \frac{\langle m_{jj} \rangle}{m_W \sqrt{k_0}} \quad \text{при} \quad E_{T2}^{\text{jet}} \in (12, 200) \text{ ГэВ.} \quad (11)$$

Предлагаемая методика калибровки предполагает отбор событий с четырьмя струями: две  $b$ -струи и две  $q$ -струи с ограничением на псевдобыстроты  $|\eta^{\text{jet}}| < 3$  и поперечные энергии «сало»-струй  $E_T^{\text{jet}} > 12$  ГэВ.  $b$ -струи идентифицировались в зависимости от задач анализа либо с использованием информации на уровне генератора (PYTHIA), либо с помощью алгоритма отбора  $b$ -струй программы CMSSW 2.1.9. Отбор событий производился также при ограничении на дефицит поперечной энергии события  $E_T^{\text{missing}} > 25$  ГэВ и требовании наличия изолированного мюона или электрона с поперечной энергией более 20 ГэВ и псевдобыстротой  $|\eta^l| < 2,5$  — условиях, необходимых для подавления фоновых событий. Эффективность всех применяемых отборов составляла менее 10 %. Анализ был выполнен при использовании 180 000 отобранных событий, соответствующих интегральной светимости 20 фб<sup>-1</sup>.

## 2. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ СДВИГИ ШКАЛЫ ЭНЕРГИИ СТРУИ

В настоящем разделе исследуется влияние различных эффектов на сдвиги шкалы энергии струи, устанавливаемой с помощью предлагаемой методики. Анализ проводится путем последовательного включения следующих методических, физических эффектов и эффектов, связанных с регистрацией событий в установке, влияющих на погрешности калибровки.

- $i = 1$ : использование  $k_0$  в качестве  $k_2$ ;
- $i = 2$ : статистические отклонения реконструированной энергии струи с распределением отношения  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  по нормальному закону;
- $i = 3$ : отклонение распределения  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  от нормального;
- $i = 4$ : смещение угловых координат струи относительно кварка-родителя струи;
- $i = 5$ : использование для расчета калибровочных коэффициентов интервалов по  $E_T^{\text{jet}}$  вместо интервалов по  $E_T^q$ ;
- $i = 6$ : неверная идентификация струй от распада  $W$ -бозона;
- $i = 7$ : неверная идентификация  $b$ -струй от распада  $t$ -кварков.

При включении каждого эффекта ( $i = 1, 2, \dots, 7$ ) рассчитывались согласно (9) и (11) калибровочные коэффициенты, которые обозначались как  $k_{\text{jet}}^{(i)}$  и  $k_0^{(i)}$  соответственно.

Систематические сдвиги шкалы энергии струи рассчитывались посредством сравнения значений калибровочных коэффициентов  $k_{\text{jet}}^{(i)}$  с их истинными значениями  $k_{\text{jet}}^{\text{true}}$ . В качестве истинных принимались значения, рассчитанные в соответствии с соотношением (3) с использованием значений поперечных энергий одной из струй и кварков от распада  $W$ -бозона в разных интервалах по поперечной энергии кварка (10), без ограничений на поперечные энергии второго кварка от распада  $W$ -бозона. Для анализа используются величины, характеризующие как полное смещение шкалы энергии струи, вызванное всеми включенными эффектами с номерами от 1 до  $i$ :

$$\delta k_{\text{jet}}^{(i)} \equiv \frac{k_{\text{jet}}^{(i)} - k_{\text{jet}}^{\text{true}}}{k_{\text{jet}}^{\text{true}}}, \quad i = 1, 2, \dots, 7, \quad (12)$$

так и смещение, вызванное отдельным эффектом с номером  $i$ :

$$S^{(i)} \equiv \frac{\Delta k_{\text{jet}}^{(i)}}{k_{\text{jet}}}, \quad \text{где} \quad \Delta k_{\text{jet}}^{(i)} \equiv k_{\text{jet}}^{(i)} - k_{\text{jet}}^{(i-1)}, \quad i = 1, 2, \dots, 7. \quad (13)$$

Аналогично определялись смещения для  $k_0$ :

$$S_0^{(i)} \equiv \frac{\Delta k_0^{(i)}}{k_0}, \quad \text{где} \quad \Delta k_0^{(i)} \equiv k_0^{(i)} - k_0^{(i-1)}, \quad i = 1, 2, \dots, 7. \quad (14)$$

Каждый этап последовательного включения эффектов  $i = 1, 2, \dots, 7$  анализируется в отдельных подразделах.

**2.1. Использование  $k_0$  в качестве  $k_2$ .** В событиях, в которых поперечная энергия первой струи принадлежит отдельным интервалам (10), спектры поперечных энергий второй струи  $E_{T2}^{\text{jet}}$  будут различными и будут отличаться от спектра  $E_{T2}^{\text{jet}}$  в событиях, в которых поперечная энергия первой струи принадлежит всему интервалу (30, 250) ГэВ (рис. 1). Соответствующие этим спектрам  $E_{T2}^{\text{jet}}$  калибровочные коэффициенты будут также различными.

Таким образом, использование коэффициента  $k_0$  в соотношении (11) вносит сдвиг в шкалу энергии струи:

$$\Delta k_{\text{jet}}^{(1)} = \frac{\langle m_{jj} \rangle^2}{m_W^2 k_0} - \frac{\langle m_{jj} \rangle^2}{m_W^2 k_2}, \quad S^{(1)} \equiv \frac{\Delta k_{\text{jet}}^{(1)}}{k_{\text{jet}}} \approx \frac{k_2 - k_0}{k_0}. \quad (15)$$

Эти сдвиги представлены на рис. 8. Для «calo»- и «ZSP»-струй они находятся в пределах  $\pm 2\%$  за исключением области  $E_T^{\text{jet}} > 150$  ГэВ, где сдвиг достигает 6% в случае «calo»-струй.

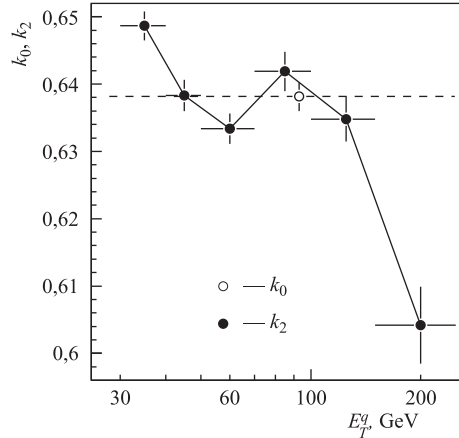


Рис. 1. Истинные значения калибровочных коэффициентов для «calo»-струй с поперечными энергиями, принадлежащими области (12, 200) ГэВ, в случаях когда поперечные энергии обеих струй от распада  $W$ -бозона принадлежат этой области (случай  $k_0$ ) и когда поперечная энергия другой струи берется в одном из шести интервалов (10) этой области

**2.2. Статистическое отклонение реконструированной энергии струи.** Наличие статистического отклонения реконструированной энергии струи приводит даже в случае точно откалиброванных на энергию кварка струй ( $k_{\text{jet}} = 1$ ) к нарушению калибровочного соотношения (4). Действительно, измеренная поперечная энергия струи определит в этом случае поперечную энергию кварка с некоторой погрешностью  $\delta$  и может быть представлена в виде

$$E_T^{\text{jet}} = E_T^q(1 + \delta). \quad (16)$$

При этом соотношение (8) с учетом (4)–(7) запишется как

$$\left\langle \frac{m_{jj}}{\sqrt{k_1 k_2}} \right\rangle = m_W(1 - \Delta_m), \quad (17)$$

где

$$\Delta_m \equiv \langle 1 - \sqrt{1 + \delta_1 + \delta_2 + \delta_1 \delta_2} \rangle. \quad (18)$$

Результаты расчета поправки  $\Delta_m$  в случае нормального закона распределения погрешности  $\delta$  представлены на рис. 2. Поправки рассчитывались для случаев, когда погрешность  $\delta$  для одной из струй от распада  $W$ -бозона ( $\delta_1$ ) распределена по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением  $0,08 < \sigma < 0,25$ , а для второй струи ( $\delta_2$ ) — со среднеквадратичным отклонением  $\sigma = 0,18$  для «calo»- и  $\sigma = 0,15$  для «ZSP»-струй. Это соответствует случаям, когда поперечная энергия одного из кварков принадлежит одному из интервалов:

$$E_{T1}^q \in (30, 40), (40, 50), (50, 70), (70, 100), (100, 150) \text{ или } (150, 250) \text{ ГэВ}, \quad (19)$$

а поперечная энергия другого кварка принадлежит всему исследуемому интервалу (30, 250) ГэВ.

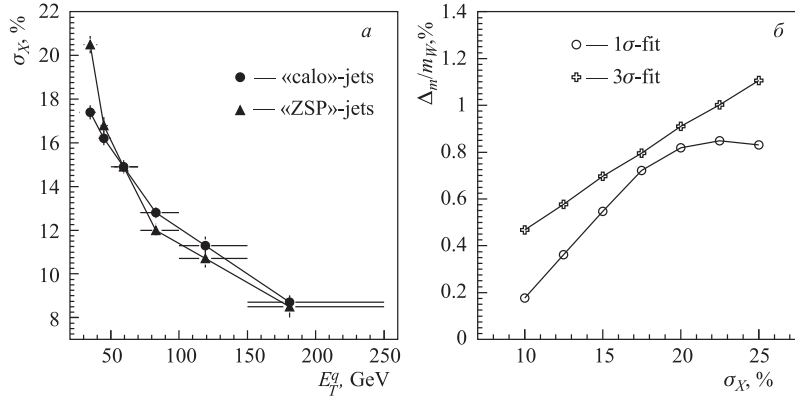


Рис. 2. а) Среднеквадратичное отклонение отношения  $X \equiv E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  в зависимости от поперечной энергии кварка для «calo»- и «ZSP»-струй, рожденных от распада  $W$ -бозона. б) Поправки  $\Delta_m$  в зависимости от этого среднеквадратичного отклонения, рассчитанные аппроксимацией распределений  $1 - \sqrt{1 + \delta_1 + \delta_2 + \delta_1 \delta_2}$  функцией Гаусса в области  $\mu \pm \sigma$  («1 $\sigma$ -fit») и  $\mu \pm 3\sigma$  («3 $\sigma$ -fit»)

Найденные поправки при значениях дисперсий распределений  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$ , соответствующих интервалу  $30 < E_T^q < 250$  ГэВ (рис. 2, а), составляют от 0,8 до 0,1 % (рис. 2, б).

Без учета поправки  $\Delta_m$  в шкалу энергии струи согласно (11), (17) вносится систематический сдвиг:

$$\Delta k_{\text{jet}}^{(2)} = \frac{\langle m_{jj} \rangle^2}{m_W^2 k_0} - \frac{\langle m_{jj} \rangle^2}{m_W^2 (1 - \Delta_m)^2 k_0}, \quad (20)$$

$$S^{(2)} \equiv \frac{\Delta k_{\text{jet}}^{(2)}}{k_{\text{jet}}} \approx -2\Delta_m,$$

составляющий от  $-1,4$  до  $-0,2\%$  для значений  $k_{\text{jet}}$  в интервале  $30 < E_T^q < 250$  ГэВ (рис. 3). Для значения  $k_0$  этот сдвиг составляет  $-1,4\%$  для «calo»- и  $-1\%$  для «ZSP»- и «ZSP+JPT»-струй.

**2.3. Отклонение распределения  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  от нормального закона.** Результирующий сдвиг шкалы энергии струи, обусловленный использованием  $k_0$  в качестве  $k_2$  и наличием энергетического разрешения струи, в общем случае может быть представлен как сумма сдвигов  $\Delta k_{\text{jet}}^{(1)}$ ,  $\Delta k_{\text{jet}}^{(2)}$  и дополнительного сдвига  $\Delta k_{\text{jet}}^{(3)}$ , обусловленного отклонением формы распределения  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  от нормального:

$$k_{\text{jet}}^{(3)} - k_{\text{jet}}^{\text{true}} = \Delta k_{\text{jet}}^{(1)} + \Delta k_{\text{jet}}^{(2)} + \Delta k_{\text{jet}}^{(3)}. \quad (21)$$

При данных оценках исследовалось влияние лишь энергетического разрешения струй без учета угловых смещений струй. Поэтому калибровочный коэффициент определялся по спектру инвариантной массы, рассчитанной с использованием кваркового углового множителя  $f_{qq}$  (5):

$$k_{\text{jet}}^{(3)} = \frac{\langle m'_{jj} \rangle^2}{m_W^2 k_0}, \quad m'_{jj} \equiv \sqrt{E_{T1}^{\text{jet}} E_{T2}^{\text{jet}} f_{qq}}. \quad (22)$$

Расчеты выполнялись в интервалах по поперечной энергии кварка:  $E_{T1}^q$ . Струи от распада  $W$ -бозона, как и в последующих двух подразделах, идентифицировались на основе РУТНИА-информации.

Сдвиг шкалы энергии струи в соответствии с (21), (22) определится как

$$\Delta k_{\text{jet}}^{(3)} = (k_{\text{jet}}^{(3)} - k_{\text{jet}}^{\text{true}}) - \Delta k_{\text{jet}}^{(1)} - \Delta k_{\text{jet}}^{(2)}. \quad (23)$$

Этот сдвиг в интервале  $30 < E_T^q < 250$  ГэВ составляет от  $-1,6$  до  $+2,5\%$  для «calo»-струй и от  $-1,3$  до  $1\%$  для «ZSP»-струй (рис. 3). Соответствующий сдвиг  $k_0$  составляет  $-2,2\%$  для «calo»- и  $-1,5\%$  для «ZSP»-струй.

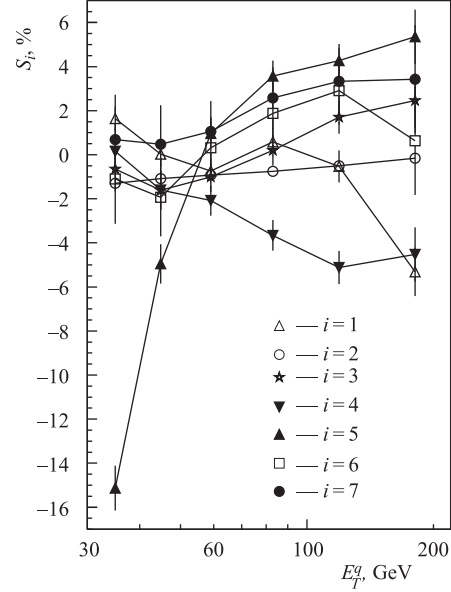


Рис. 3. Систематические сдвиги шкалы энергии струи  $S_i$ , соответствующие различным эффектам ( $i = 1, 2, \dots, 7$ ) в зависимости от поперечной энергии кварка для «calo»-струй

**2.4. Угловые смещения струй.** Угловой множитель  $f_{jj}$ , входящий в выражение для инвариантной массы, в среднем меньше соответствующего множителя для кварков ( $f_{qq}$ ) на 1–4% в зависимости от поперечных энергий кварков (рис. 4, *a*). Это связано с уменьшением интервала между струями по сравнению с интервалом между кварками, что характерно как для псевдобыстрот, так и азимутального угла (рис. 4) и является следствием уменьшения полного интервала между струями в  $\eta$ - $\phi$ -пространстве примерно на 0,04 рад. Это уменьшение объясняется, в частности, эффектом уровня частиц (рис. 4, *b*): вследствие попадания в данную струю частиц из другой струи центр тяжести данной струи оказывается смещенным в сторону другой струи.

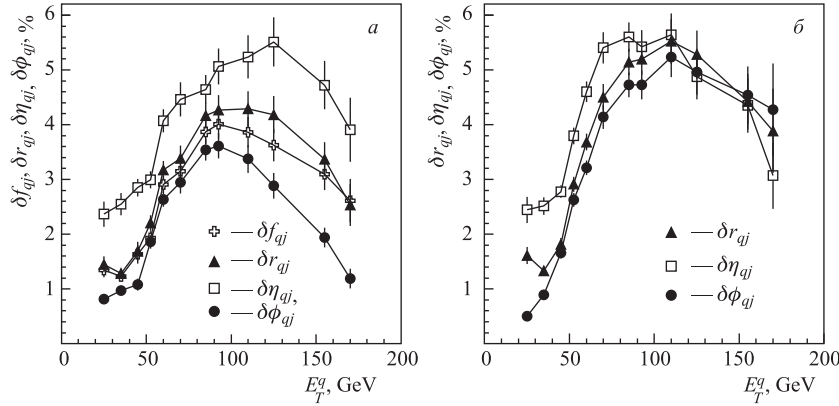


Рис. 4. Относительные разности угловых множителей  $f_{qq} - f_{jj}$  и интервалов по псевдобыстроте ( $\delta\eta_{aj} = \frac{\Delta\eta_{aq} - \Delta\eta_{jj}}{\Delta\eta_{aq}}$ , где  $\Delta\eta_{aq} = |\eta_1^q - \eta_2^q|$ ,  $\Delta\eta_{jj} = |\eta_1^{\text{jet}} - \eta_2^{\text{jet}}|$ ), азимутальному углу ( $\delta\phi_{aj}$ ) и интервалов в  $\eta$ - $\phi$ -пространстве ( $\delta r_{aj}$ ) между парами кварков и парами струй от распада  $W$ -бозона для случаев «сало»-струй (*a*) и струй уровня частиц (*b*) в зависимости от поперечной энергии кварков

Указанный эффект приводит в соответствии с (5)–(8) и (22) к сдвигу шкалы энергии струи, равному

$$\Delta k_{\text{jet}}^{(4)} = \frac{\langle m_{jj} \rangle^2}{m_W^2 k_0} - \frac{\langle m'_{jj} \rangle^2}{m_W^2 k_0}. \quad (24)$$

Этот сдвиг достигает  $-5\%$  (рис. 3). Соответствующий сдвиг для  $k_0$  составляет около  $-4\%$ .

Значительное систематическое смещение шкалы энергии струи, связанное с уменьшением интервала между струями в результате фрагментации кварков, является одной из наиболее серьезных проблем рассматриваемой методики.

**2.5. Расчеты в интервалах по поперечной энергии струи.** Определение  $E_T$ -зависимости шкалы энергии струи в исследуемой методике не является вполне корректным, так как калибровка на поперечную энергию кварка предполагает нахождение калибровочных коэффициентов в интервалах по поперечной энергии кварка. Использование же интервалов по поперечной энергии струи приводит к систематическому смещению этих коэффициентов. Это смещение устраняется при нахождении калибровочного коэффициента  $k_0$  для всего интервала поперечных энергий струй, когда имеет место соответствие интервалов по поперечным энергиям кварка и струи (рис. 5, *a, б*). Однако из-за нали-



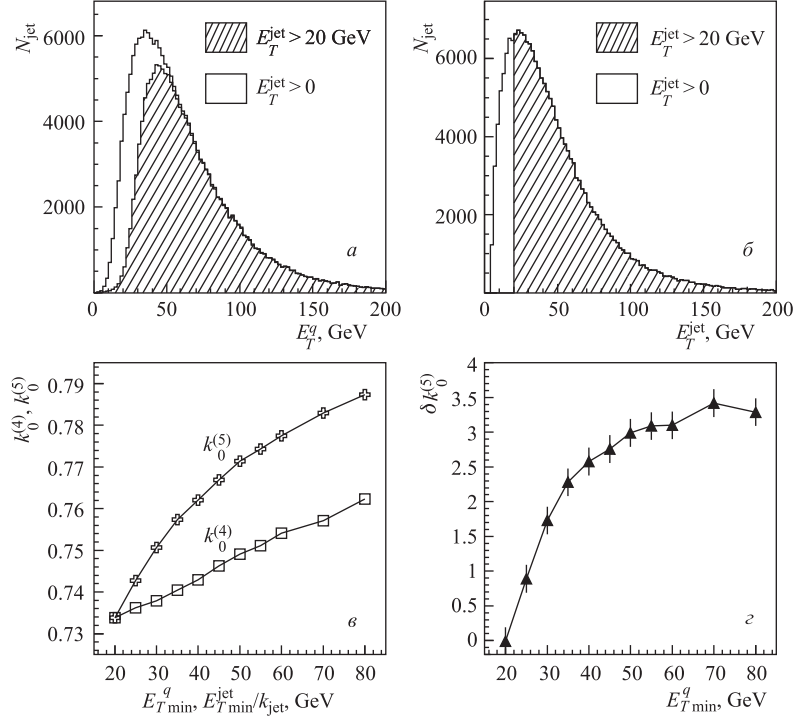


Рис. 5. Плотности функций распределения поперечных энергий кварков (а) и струй (б) от распада  $W$  без наложения и с наложением ограничений на поперечные энергии струй  $E_T^{jet} > 20$  ГэВ. в) Значения калибровочных коэффициентов в зависимости от нижних ограничений на поперечные энергии кварков  $E_T^q$  (случай  $k_0^{(4)}$ ) и откалиброванных струй  $E_T^{jet}/k_{jet}$  (случай  $k_0^{(5)}$ ). г) Относительные разности этих коэффициентов, случай «ZSP»-струй

чия в эксперименте ограничения на измеренные поперечные энергии струй указанный сдвиг частично сохранится и при расчете  $k_0$  и будет возрастать с ростом ограничения на минимальные поперечные энергии струй (рис. 5, в, г).

При выполнении расчетов в интервалах по поперечной энергии струи найденное в точке  $E_T^{jet}$  значение калибровочного коэффициента  $k_{jet}^{(5)} = k_{jet}^{(5)}(E_T^{jet})$  будет соответствовать прогнозируемому значению поперечной энергии кварка  $E_T^q = E_T^{jet}/k_{jet}^{(5)}(E_T^{jet})$ . Разница между этим калибровочным коэффициентом и калибровочным коэффициентом, найденным в интервалах по поперечной энергии кварка  $k_{jet}^{(4)}(E_T^q)$  в той же точке  $E_T^q$ , определит смещение шкалы энергии струи, связанное с использованием интервалов по  $E_T^{jet}$  вместо интервалов по  $E_T^q$ :

$$\Delta k_{jet}^{(5)}(E_T^q) = k_{jet}^{(5)}(E_T^q k_{jet}^{(5)}) - k_{jet}^{(4)}(E_T^q). \quad (25)$$

Наблюдается смещение более чем на 5% в сторону отрицательных значений при  $E_T^q < 50$  ГэВ и от 0 до 5% в сторону положительных значений  $E_T^q > 50$  ГэВ (рис. 3). В результате существенно ухудшается возможность калибровки струй в области  $E_T^q < 50$  ГэВ

(рис. 3). Соответствующий сдвиг  $k_0$  составляет 1,1 % для «calo»- и 1,8 % для «ZSP»- и «ZSP + JPT»-струй.

**2.6. Влияние дополнительных струй.** Как указывалось во введении, для расчета калибровочных коэффициентов должны быть отобраны события, в которых кроме двух  $b$ -струй имеются всего две струи с поперечными энергиями выше порога, который для «calo»-струй составляет 12 ГэВ. Однако даже при отсутствии фоновых событий в событиях (1) имеются дополнительные струи от излучения в начальном и конечном состоянии, которые могут быть идентифицированы как струи от распада  $W$ .

В случае «calo»-струй доля отобранных событий с дополнительными струями составляет в области максимума спектра инвариантных масс от половины до пятой части среди всех отобранных событий (рис. 6). При этом максимум спектра инвариантных масс неверных комбинаций струй при малых  $E_T^{\text{jet}}$  смещен в отрицательном направлении по сравнению со случаями верных комбинаций, а при  $E_T^{\text{jet}} > 40$  ГэВ — в положительном (рис. 6). Это приводит к смещениям калибровочных коэффициентов для «calo»-струй от  $-2$  до  $+3$  %. Соответствующие смещения  $k_0$  составляют  $-1,7$  % для «calo»-,  $+0,4$  % для «ZSP»- и  $+0,6$  % для «ZSP + JPT»-струй.

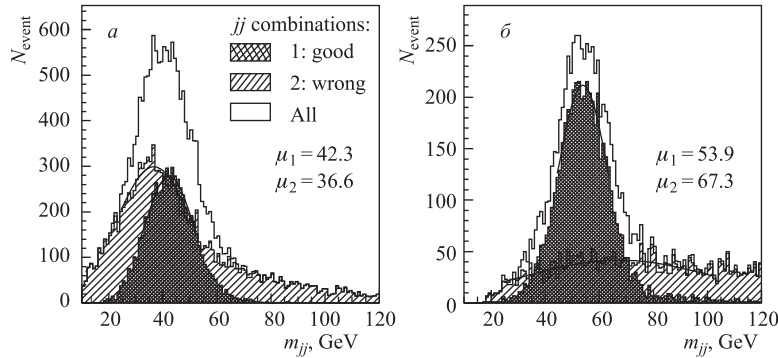


Рис. 6. Плотности функций распределения инвариантных масс пар струй, отобранных в качестве претендентов на струи от распада  $W$ -бозона («all»), и вклады в них правильно и ошибочно отобранных пар. Случай «calo»-струй. Отборы выполнялись при условии точной идентификации  $b$ -струй на основе РУТНІА-информации. а)  $12 < E_T^{\text{jet}} < 18$  ГэВ; б)  $70 < E_T^{\text{jet}} < 120$  ГэВ

Полученная оценка сдвига  $S_6$  является условной. Она получена путем сравнения значений  $k_{\text{jet}}^{(6)}$  и  $k_{\text{jet}}^{(5)}$ :

$$S_6 \equiv \frac{\Delta k_{\text{jet}}^{(6)}}{k_{\text{jet}}^{(6)}}, \quad \Delta k_{\text{jet}}^{(6)} = k_{\text{jet}}^{(6)} - k_{\text{jet}}^{(5)}. \quad (26)$$

При этом значения  $k_{\text{jet}}^{(6)}$  рассчитывались с использованием выборок событий, в которых имелись всего две струи, поперечные энергии которых после калибровки превышали 30 ГэВ, в то время как значения  $k_{\text{jet}}^{(5)}$  рассчитывались с использованием выборок событий с произвольным количеством струй. При использовании одинаковых выборок при расчете  $S_6$  результат будет несколько отличаться.

В анализе, представленном в данном подразделе, идентификация  $b$ -струй производилась на основе РУТНІА-информации.

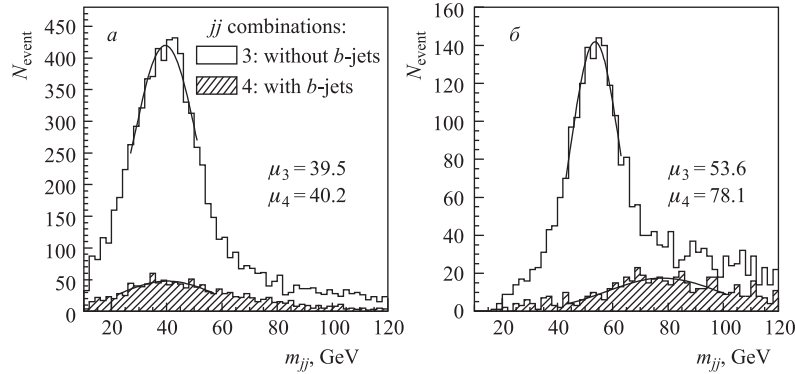


Рис. 7. Плотности функций распределения инвариантных масс пар струй, отобранных в качестве претендентов на струи от распада  $W$ -бозона, содержащих и не содержащих  $b$ -струи. Случай «calo»-струй. а)  $12 < E_T^{\text{jet}} < 18$  ГэВ; б)  $70 < E_T^{\text{jet}} < 120$  ГэВ

**2.7. Влияние чистоты отбора  $b$ -струй.** Алгоритм идентификации  $b$ -струй, применяемый в CMSSW, имеет эффективность не более 60 % и чистоту не более 90 %. Поэтому при использовании этого алгоритма (вместо идентификации  $b$ -струй на основе РУТИА-информации, которая использовалась во всем предыдущем анализе) среди рассматриваемых в подразделе 2.6 неверных комбинаций струй окажется некоторая доля  $b$ -струй. В области максимума спектра инвариантных масс комбинации с  $b$ -струями будут составлять до 10 % всех отобранных комбинаций. При этом максимум спектра инвариантных масс комбинаций с  $b$ -струями смещен в положительную область на величину от 2 до 50 % по отношению к спектру инвариантных масс комбинаций без  $b$ -струй (рис. 7), что приводит к смещениям калибровочных коэффициентов до 3 %. Смещение  $k_0$  составляет +0,2 % для «calo»-, +0,4 % для «ZSP»- и +0,8 % для «ZSP+JPT»-струй.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На рис. 8, а представлены истинные значения калибровочных коэффициентов и их значения, найденные при последовательном наложении рассмотренных эффектов в слу-

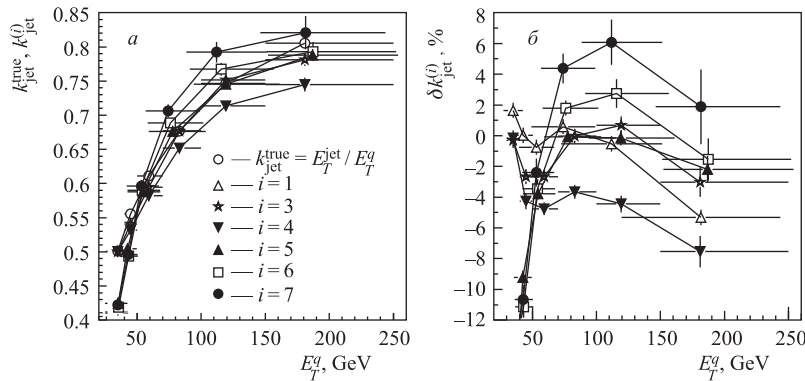


Рис. 8. а) Истинные значения калибровочных коэффициентов и их значения, найденные при последовательном наложении различных методических эффектов ( $i = 1, 2, \dots, 7$ ). б) Систематические сдвиги  $k_{\text{jet}}$ , вызванные этими эффектами. Случай «calo»-струй

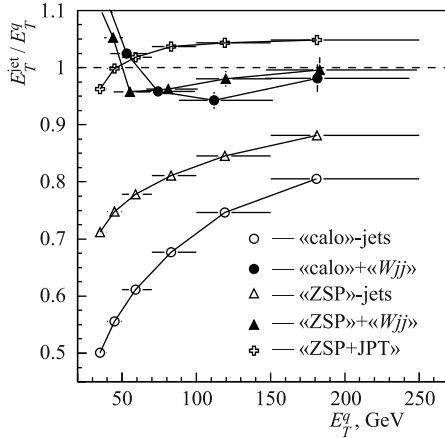


Рис. 9. Средние значения отношений  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  для «calo»- и «ZSP»-струй до и после « $W \rightarrow jj$ »-коррекции и для «ZSP + JPT»-струй. Используются струи легких кварков, рожденные от распада  $W$ -бозона

знаку, но близкими по абсолютной величине систематическими сдвигами значений  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$ , находящимися в пределах 5 %.

Систематические сдвиги калибровочного коэффициента  $k_0$  для всей области  $E_T^q > 30$  ГэВ представлены в таблице. Здесь приведены также результаты применения « $W \rightarrow jj$ »-коррекции для «ZSP + JPT»-струй.

К наибольшим сдвигам шкалы энергии струй приводят отклонения направлений струй по отношению к кваркам-родителям и статистическое отклонение реконструированной энергии струи.

Случай «ZSP»-струй выглядит предпочтительнее случая «calo»-струй. Между тем в обоих случаях из-за сильной зависимости отношения  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  от  $E_T^{\text{jet}}$  использование

**Калибровочные коэффициенты  $k_0^{(i)}$  и сдвиги  $S_0^{(i)}$  при наложении отдельных эффектов ( $i = 1, 2, \dots, 7$ ) и их результирующие значения после наложения всех эффектов (\*) для «calo»-, «ZSP»- и «ZSP + JPT»-струй**

$i$	«calo»-струй		«ZSP»-струй		«ZSP + JPT»-струй	
	$k_0^{(i)}$	$S_0^{(i)}, \%$	$k_0^{(i)}$	$S_0^{(i)}, \%$	$k_0^{(i)}$	$S_0^{(i)}, \%$
1	0,638	0	0,800	0	1,026	0
2	0,629	$-1,4 \pm 0,0$	0,792	$-1,0 \pm 0,0$	1,015	$-1,0 \pm 0,0$
3	0,615	$-2,2 \pm 0,2$	0,780	$-1,5 \pm 0,2$	1,016	$-0,0 \pm 0,2$
4	0,591	$-3,9 \pm 0,2$	0,752	$-3,6 \pm 0,2$	0,982	$-3,4 \pm 0,2$
5	0,597	$+1,1 \pm 0,3$	0,766	$+1,8 \pm 0,2$	0,999	$+1,8 \pm 0,2$
6	0,587	$-1,7 \pm 0,5$	0,769	$+0,4 \pm 0,3$	1,006	$+0,6 \pm 0,2$
7	0,588	$+0,2 \pm 0,6$	0,772	$+0,4 \pm 0,3$	1,013	$+0,8 \pm 0,4$
*	0,588	$-7,8 \pm 0,6$	0,772	$-3,5 \pm 0,3$	1,013	$-1,2 \pm 0,3$

чае «calo»-струй. Систематические сдвиги  $k_{\text{jet}}$ , вызванные этими эффектами, показаны на рис. 8, б. Как видно из этих рисунков (см. также рис. 3), в результате частичной компенсации сдвигов шкалы энергии струи, вызванной различными эффектами, суммарный сдвиг  $k_{\text{jet}}$  оказывается значительным (порядка и более 10 %) для «calo»-струй при  $E_T^q < 50$  ГэВ и «ZSP»-струй при  $E_T^q < 40$  ГэВ. В остальной области ( $50 < E_T^q < 250$  ГэВ) он составляет от  $-2$  до  $+6$  % для «calo»-струй и от  $-5$  до  $+5$  % для «ZSP»-струй, в то время как дефицит энергии струи составляет в этой области от 25 до 12 % для «ZSP»-струй и от 40 до 20 % для «calo»-струй (рис. 9).

На рис. 9 также сравниваются значения отношений  $E_T^{\text{jet}}/E_T^q$  для «ZSP + JPT»-струй и струй после введения поправок  $k_{\text{jet}}$  (« $W \rightarrow jj$ »-коррекции). Для поперечных энергий струй более 40 ГэВ результат « $W \rightarrow jj$ »-коррекции отличается от «ZSP + JPT»-струй разными по

коэффициента  $k_0$  корректно лишь при внесении поправок на эту зависимость, рассчитываемых, например, с применением монте-карло-моделирования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Konopliyanikov V., Ulyanov A., Kodolova O.* Jet Calibration Using « $\gamma$ +jet» Events in the CMS Detector // *Eur. Phys. J. C.* 2006. V. 46. S1. P. 37–43.
2. *Голутвин И. А. и др.* Установка шкалы энергии струи на калориметре CMS с помощью событий с прямыми фотонами // *Письма в ЭЧАЯ.* 2008. Т. 5, № 5(147). С. 752–765 (*Part. Nucl., Lett.* 2008. V. 5. P. 447–455).
3. *CMS Collab.* Jet Plus Tracks Algorithm for Calorimeter Jet Energy Corrections in CMS. CMS PAS JME-09-002. 2009.
4. *Green D. et al.* Energy Flow Objects and Usage of Tracks for Energy Measurement in CMS. CMS NOTE-2002/036. 2002.
5. *Kodolova O. et al.* Jet Energy Correction with Charged Particle Tracks in CMS // *Eur. Phys. J. C.* 2005. V. 40 S1. P. 33–42.
6. *D'Hondt J. et al.* Light Quark Jet Energy Scale Calibration Using the  $W$  Mass Constraint in Single-Leptonic  $t\bar{t}$  Events. CMS NOTE-2006/025. 2006.
7. *Amsler C. et al. (Particle Data Group)* // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 667. P. 1.

Получено 22 сентября 2011 г.