

P2-2006-108

Т. Г. Дедович, М. В. Токарев

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ КОНУСОВОГО АЛГОРИТМА
НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ХАРАКТЕРИСТИКИ
РЕКОНСТРУИРОВАННЫХ СТРУЙ
В p - p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 200$ ГэВ

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Дедович Т. Г., Токарев М. В.

P2-2006-108

Влияние параметров конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в $p-p$ -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ

Проведено исследование влияния параметров $(E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R)$ конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в $p-p$ -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Генерация событий проводилась с использованием монтекарловской программы PYTHIA. Исследована зависимость доли образования двухструйных событий от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_{\perp} при разных значениях параметров алгоритма. Установлена зависимость точности восстановления энергии и направления партона для двухструйных событий и двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от параметров алгоритма. Проведено сравнение результатов моделирования струй с предсказаниями, полученными в рамках теории z -скейлинга, и с экспериментальными данными, полученными на RHIC. Установлена независимость наклона скейлинговой функции от параметров алгоритма в диапазоне поперечных энергий струи $E_T^{\text{Jet}} = 25-60$ ГэВ. Показано, что в области $E_T^{\text{Jet}} < 25$ ГэВ наблюдается сильная зависимость инвариантных сечений и наклона скейлинговой функции от параметров алгоритма, которая усиливается с уменьшением E_T^{Jet} .

Исследования выполнены при поддержке целевой программы Министерства науки и образования, грант РНП.2.2.2.2.6546 (МИРЭА).

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Dedovich T. G., Tokarev M. V.

P2-2006-108

Impact of Cone Algorithm Parameters on Efficiency and Characteristics of the Reconstructed Jets in $p-p$ Collisions at Energy $\sqrt{s} = 200$ GeV

Impact of cone algorithm parameters $(E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R)$ on efficiency and characteristics of the reconstructed jets in $p-p$ collisions at energy $\sqrt{s} = 200$ GeV is studied. The PYTHIA Monte Carlo generator is used for event generation. Dependence of dijet production fraction on parton transverse momentum \hat{p}_{\perp} at different algorithm parameters is studied. Dependence of reconstruction efficiency of parton energy and parton direction in dijet events and two leading jets of N -jet ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) events on algorithm parameters is established. Results of Monte Carlo simulation are compared with predictions made in the framework of z -scaling and experimental data obtained at RHIC. Independence of the slope parameter of the scaling function $\psi(z)$ from algorithm parameters in the energy range $E_T^{\text{Jet}} = 25-60$ GeV is established. Strong dependence of the invariant cross section and the slope parameter on algorithm parameters for $E_T^{\text{Jet}} < 25$ GeV with decreasing of E_T^{Jet} is found.

The research activities are supported by the special program of the Ministry of Science and Education of the Russian Federation, grant RNP.2.2.2.2.6546 (MIREA).

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

ВВЕДЕНИЕ

Рождение адронных струй в протон-антипротонных столкновениях при высоких энергиях на $\bar{p}p$ S в ЦЕРН явилось убедительным доказательством существования кварков и глюонов, подтверждающим теорию сильных взаимодействий — квантовую хромодинамику (КХД). Последующие экспериментальные исследования этого явления в $\bar{p}-p$ -взаимодействиях на тэватроне [1–6] подтвердили ранее установленные закономерности и показали, что использование жестких пробников (струй, прямых фотонов, тяжелых кварков) является наиболее перспективным методом для поиска новой физики, проверки и развития теории.

Струи представляют собой сильно скоррелированные в пространстве и времени группы адронов, которые рождаются в большом количестве в адрон-адронных взаимодействиях при высоких энергиях. Доля событий с рождением струй возрастает с энергией взаимодействия \sqrt{s} . По современным представлениям струи являются результатом жесткого взаимодействия кварков и глюонов. При этом механизмы излучения в начальном и конечном состояниях многократных взаимодействий и фрагментации могут существенно исказить свойства элементарного взаимодействия, описываемого в рамках пертурбативной КХД. Непертурбативная часть, связанная с распределениями кварков и глюонов в сталкивающихся адронах, а также фрагментацией партонных адронов, вносит неоднозначность в расчеты, особенно при экстраполяции в кинематическую область, где отсутствует информация о партонных функциях распределения и функциях фрагментации.

В связи с запуском нового коллайдера релятивистских ядер и поляризованных протонов (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ) появилась возможность экспериментального исследования рождения струй в протон-протонных и ядро-ядерных взаимодействиях в диапазоне энергий $\sqrt{s} = 50-500$ ГэВ. Новые данные позволят не только получить информацию о процессах рождения струй в новой кинематической области, но и провести сравнение с данными, полученными на протон-антипротонном коллайдере тэватрон при более высоких энергиях $\sqrt{s} = 630-1960$ ГэВ. Для дальнейшей проверки теории КХД, механизмов образования струй и их структуры необходимо иметь адекватное соответствие между теоретическим описанием струй в рамках КХД и их экспериментальным определением, основанным на выборе того или иного алгоритма реконструкции. Поиск такого соответствия является актуальным и представляет одну из основных задач физики струй.

В данной работе проведено исследование влияния параметров конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в

p - p -взаимодействиях при энергии RHIC $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. В разд. 1 описаны механизмы рождения струй и выбор параметров программы RYTHIA [7], используемой для генерации событий. Структура конусового алгоритма реконструкции струй с учетом возможных перекрытий струй представлена в разд. 2. Выбор характеристик струй, определение доли образования двухструйных событий в зависимости от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_\perp , исследование зависимости точности восстановления энергии и направления партона для двухструйных событий и двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях при различных значениях параметров алгоритма обсуждаются в разд. 3. Сравнение результатов моделирования с предсказаниями, полученными в рамках теории z -скейлинга и экспериментальными данными, полученными на RHIC, представлено в разд. 4. Основные результаты работы и выводы приведены в Заключение.

1. МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ СТРУЙ В ПРОГРАММЕ RYTHIA

Моделирование событий протон-протонных взаимодействий при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ осуществлялось с использованием генератора событий RYTHIA [7]. Отметим некоторые особенности механизма образования струй, заложенные в этой программе. Взаимодействие протонов рассматривается как взаимодействие партонов. Для описания последних используется набор партоновых структурных функций. Один партон из каждой пучковой частицы инициирует партонный ливень в начальном состоянии. По одному конечному партону из каждого ливня, образованному в начальном состоянии, участвуют в жестком $2 \rightarrow 2$ процессе взаимодействия. Механизм генерации струй осуществляется посредством КХД-диаграмм в LO-приближении. «Жесткость» процесса определяется областью разрешенных значений поперечного импульса процесса, определенного в системе покоя этого процесса, \hat{p}_\perp . В данной работе значения поперечного импульса \hat{p}_\perp ограничивались снизу величиной $\hat{p}_\perp^{\text{min}}$. Выходящие из жесткого $2 \rightarrow 2$ взаимодействия партоны инициируют партонный ливень в конечном состоянии. Предполагается, что такой механизм генерации партонных ливней может дать хорошее описание внутренней структуры струй. Вместе с тем, отмечается, что ливневый подход имеет ограниченную предсказательную силу для выхода хорошо сепарируемых струй. При столкновении двух адронов существует вероятность многократных взаимодействий нескольких партонов. В программе RYTHIA реализован механизм независимых многократных парных взаимодействий с одинаковой вероятностью для всех событий. Такие взаимодействия дают заметный вклад в полное сечение для событий с малыми поперечными импульсами. Когда инициатор ливня выбивается из пучковой частицы, то остается пучковый остаток, который по внутренней структуре, цветовому заряду и поперечному импульсу

привязан к конечному состоянию. Механизм конфайнмента КХД обеспечивает невылетание свободных кварков и глюонов. Процесс превращения их в бесцветные адроны описывается механизмом струнной фрагментации. Многие из сгенерированных адронов нестабильны и в дальнейшем распадаются.

2. КОНУСОВЫЙ АЛГОРИТМ РЕКОНСТРУКЦИИ СТРУЙ

Согласно Snowmass-соглашению [5] струя — это набор объектов (партонов, частиц или ячеек калориметра), содержащихся внутри конуса радиуса R в пространстве $\{\eta, \phi\}$. Для всех объектов, принадлежащих струе, должно выполняться условие

$$R_i = \sqrt{(\eta_{\text{Jet}} - \eta_i)^2 + (\phi_{\text{Jet}} - \phi_i)^2} < R, \quad (1)$$

где $(\eta_{\text{Jet}}, \phi_{\text{Jet}})$ — направление струи, (η_i, ϕ_i) — направление объекта. Поперечная энергия E_T^{Jet} и направление струи $(\eta_{\text{Jet}}, \phi_{\text{Jet}})$ определяются выражениями

$$E_T^{\text{Jet}} = \sum_i E_T^i, \quad (2)$$

$$\phi_{\text{Jet}} = \sum_i E_T^i \phi_i / \sum_i E_T^i,$$

$$\eta_{\text{Jet}} = \sum_i E_T^i \eta_i / \sum_i E_T^i. \quad (3)$$

Конусовый алгоритм, используемый для реконструкции струй, включает следующие шаги:

1. Определение объекта с поперечной энергией $E_T > E_{\text{seed}}$ в качестве инициатора струи («seed»).
2. Выбор инициатора с максимальной E_T . Вычисление направления инициатора, соответствующее первому приближению направления струи.
3. Выбор объектов, удовлетворяющих условию (1) для образования струи.
4. Вычисление поперечной энергии и направления струи в пространстве $\{\eta, \phi\}$ по формулам (2), (3).
5. Повторение шагов 3, 4 до тех пор, пока не стабилизируется направление струи.
6. Формирование списка струй с $E_T^{\text{Jet}} > E_{\text{cut}}$.
7. Подключение процедуры разделения/слияния струй, если струи перекрываются:

а) Рассматривается перекрытие текущей струи с первой из списка струй, имеющих перекрытие. Если энергия в области перекрытия двух струй больше половины минимальной из поперечных энергий струй, то образуется одна

струи. Если меньше, то образуется две струи (объект приписывается ближайшей струе в пространстве $\{\eta, \phi\}$). Поперечная энергия и направление струй вычисляются по формулам (2), (3).

б) Шаг *a* повторяется до тех пор, пока не исчерпается список всех струй, имеющих перекрытие с текущей струей. (Отметим, что наличие критерия разделения/слияния струй приводит к образованию струи с поперечной энергией меньшей, чем E_{cut}).

8. Направление струй пересчитывается по формулам

$$\theta_{\text{Jet}} = \tan^{-1} \left[\frac{\sqrt{\left(\sum_i E_x^i\right)^2 + \left(\sum_i E_y^i\right)^2}}{\sum_i E_z^i} \right],$$

$$\phi_{\text{Jet}} = \tan^{-1} \left[\frac{\sum_i E_y^i}{\sum_i E_x^i} \right], \quad (4)$$

$$\eta_{\text{Jet}} = -\ln[\tan(\theta_{\text{Jet}}/2)],$$

где i нумерует объекты, принадлежащие данной струе; $E_x^i = E_i \sin \theta_i \cos \phi_i$, $E_y^i = E_i \sin \theta_i \sin \phi_i$, $E_z^i = E_i \cos \theta_i$.

Величины E_{seed} , R , E_{cut} являются параметрами конусового алгоритма реконструкции струй. В дальнейших исследованиях использован конусовый алгоритм, учитывающий все вышеуказанные особенности.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУЙ ЧАСТИЦ

В результате жесткого $2 \rightarrow 2$ взаимодействия двух партонов наряду с образованием двух струй образуются ливни в начальном и конечном состояниях. Они обусловлены излучением кварков и глюонов конститuentами, участвующими в жестком взаимодействии. Механизмы образования ливней, наряду с механизмом фрагментации (струнной) партонов, влияют на количественные и качественные характеристики выделяемых струй.

В этом разделе исследуем зависимость вероятности выделения N -струйных событий, точности восстановления поперечного импульса P_T^{Part} и направления партона от параметров алгоритма в жестких $2 \rightarrow 2$ процессах и p - p -взаимодействий (жесткие процессы с учетом излучения в начальном и конечном состоянии, а также многократных взаимодействий).

3.1. Вероятность выделения N -струйных событий. Начнем анализ с рассмотрения двухструйных событий. Для изучения влияния параметров алгоритма на вероятность выделения двух струй рассмотрим двумерное распределение количества двухструйных событий в зависимости от параметров $\{R, E_{\text{cut}}\}$. В анализе используем 1000 событий, сгенерированных программой PYTHIA 5.7 при различных значениях $\hat{p}_{\perp}^{\text{min}} = 7, 10, 15, 30, 45$ ГэВ/с. На рис. 1 приведена относительная доля двухструйных событий в зависимости от параметров $\{R, E_{\text{cut}}\}$ при $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ для жестких $2 \rightarrow 2$ процессов (а) и p - p -взаимодействий (б) при $\hat{p}_{\perp}^{\text{min}} = 15$ ГэВ/с. Представленное распределение для жестких процессов имеет четко выраженное плато, соответствующее 100 %-му восстановлению двух струй. Форма распределения в p - p -взаимодействиях имеет ряд особенностей, типичных для всех значений $\hat{p}_{\perp}^{\text{min}}$.

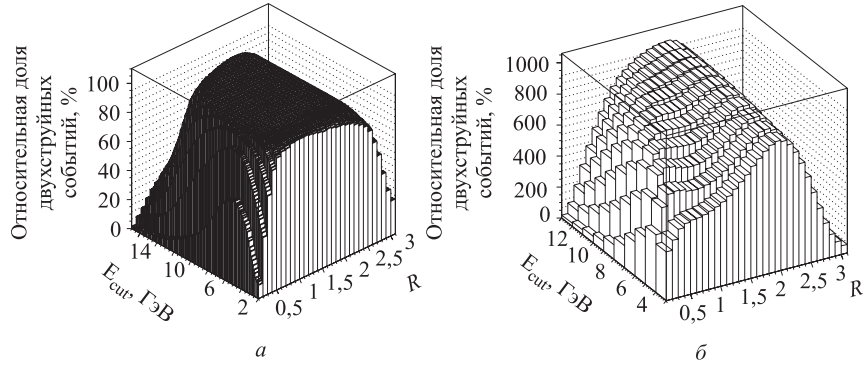


Рис. 1. Двумерное распределение относительной доли (%) двухструйных событий, выделенных конусовым алгоритмом, в зависимости от параметров $\{R, E_{\text{cut}}\}$ при значении параметра алгоритма $E_{\text{seed}} = 1,1$ ГэВ для жестких процессов (а) и p - p -взаимодействий (б) с $\hat{p}_{\perp}^{\text{min}} = 15$ ГэВ/с

Так, количество двухструйных событий достигает максимума при $R \approx 2$, что соответствует разделению пространства $\{\eta, \phi\}$ на две полусферы. Отметим, что такие значения параметров на практике не используются. Доля двухструйных событий (с точностью до 3 %) не зависит от параметра R , взятых из диапазона значений $[0,7; 1,1]$ при $E_{\text{cut}} \in [E_{j1}, E_{j2}]$, но растет с увеличением параметра E_{cut} . В табл. 1 приведены диапазоны $[E_{j1}, E_{j2}]$ значений E_{cut} в зависимости от $\hat{p}_{\perp}^{\text{min}}$ для струй частиц, при которых относительная доля (%) двухструйных событий, выделенных конусовым алгоритмом в p - p -взаимодействиях с $\hat{p}_{\perp}^{\text{min}}$, не зависит от R , взятых из диапазона $[0,7; 1,1]$. Из таблицы видно, что значение $E_{\text{cut}} = \hat{p}_{\perp}^{\text{min}}/2$ входит в диапазон $[E_{j1}, E_{j2}]$ при

всех значениях \hat{p}_\perp^{\min} . Отметим, что диапазон $[E_{j1}, E_{j2}]$ расширяется с ростом \hat{p}_\perp^{\min} .

Таблица 1. Диапазон значений параметра $E_{\text{cut}} \in [E_{j1}, E_{j2}]$, при котором относительная доля (%) двухструйных событий, выделенных конусовым алгоритмом в p - p -взаимодействиях с \hat{p}_\perp^{\min} , не зависит от R , взятых из диапазона $[0,7; 1,1]$

$E_{\text{cut}}, \text{ГэВ}$	$\hat{p}_\perp^{\min}, \text{ГэВ}/c$				
	7	10	15	30	45
$E_{j1}, \text{ГэВ}$	3,5	4,8	6,0	11,0	16,5
$E_{j2}, \text{ГэВ}$	4,4	5,7	7,8	17,0	26,0

В эксперименте, как правило, струи восстанавливаются в широком диапазоне по \hat{p}_\perp . Поэтому важно знать зависимость вероятности выделения N -струйных событий от \hat{p}_\perp для одного набора параметров алгоритма. На рис. 2 представлены графики зависимости вероятности выделения двух- и трехструйных событий при различных значениях $E_{\text{cut}}, R, E_{\text{seed}}$ в жестких ($2 \rightarrow 2$) процессах и в p - p -взаимодействиях.

Из рисунка видно, что значения E_{cut} и R определяют величину \hat{p}_\perp , начиная с которой вероятность выделения двух струй резко убывает. Так, для значений $E_{\text{cut}} = 7 \text{ ГэВ}$ и $R = 0,7$ оптимальной может быть выбрана величина $\hat{p}_\perp \approx 13 \text{ ГэВ}/c$. Для фиксированного значения E_{cut} вероятность выделения двух струй максимальна в области $\hat{p}_\perp \approx 2E_{\text{cut}}$ и уменьшается с ростом \hat{p}_\perp . Для выбранного значения \hat{p}_\perp вероятность выделения двух струй максимальна, а вероятность выделения трех струй минимальна при $E_{\text{cut}} \approx \hat{p}_\perp/2$ (см. рис. 2, а). Для фиксированного значения E_{cut} вероятность выделения двух струй не зависит от R из диапазона $[0,7; 1,1]$ при $\hat{p}_\perp \in [2E_{\text{cut}}, 3E_{\text{cut}}]$. При больших значениях \hat{p}_\perp вероятность выделения двух струй уменьшается, в то время как вероятность выделения трех струй возрастает с уменьшением R (см. рис. 2, б). Влияние параметра $E_{\text{seed}} \in [0,5-1,5] \text{ ГэВ}$ на вероятность выделения как двух, так и трех струй незначительна (см. рис. 2, в). Поэтому дальнейшие результаты будут приводиться только для $E_{\text{seed}} = 1 \text{ ГэВ}$. На рис. 2, г приведены вероятности выделения двух струй в жестких процессах и p - p -взаимодействиях при одинаковых значениях параметров алгоритма $E_{\text{seed}} = 1 \text{ ГэВ}$, $R = 0,7$ и $E_{\text{cut}} = 7 \text{ ГэВ}$. В жестких процессах, в отличие от p - p -взаимодействий, вероятность выделения двух струй при данных значениях параметров равна 100% начиная с $\hat{p}_\perp = 13 \text{ ГэВ}/c$.

Выбор параметров E_{cut} и R для p - p -взаимодействий влияет на количество струй, выделенных в событии, и тем самым определяет тип события (1-, 2-, 3-, ..., N -струйное). Для нахождения дополнительных условий, по-

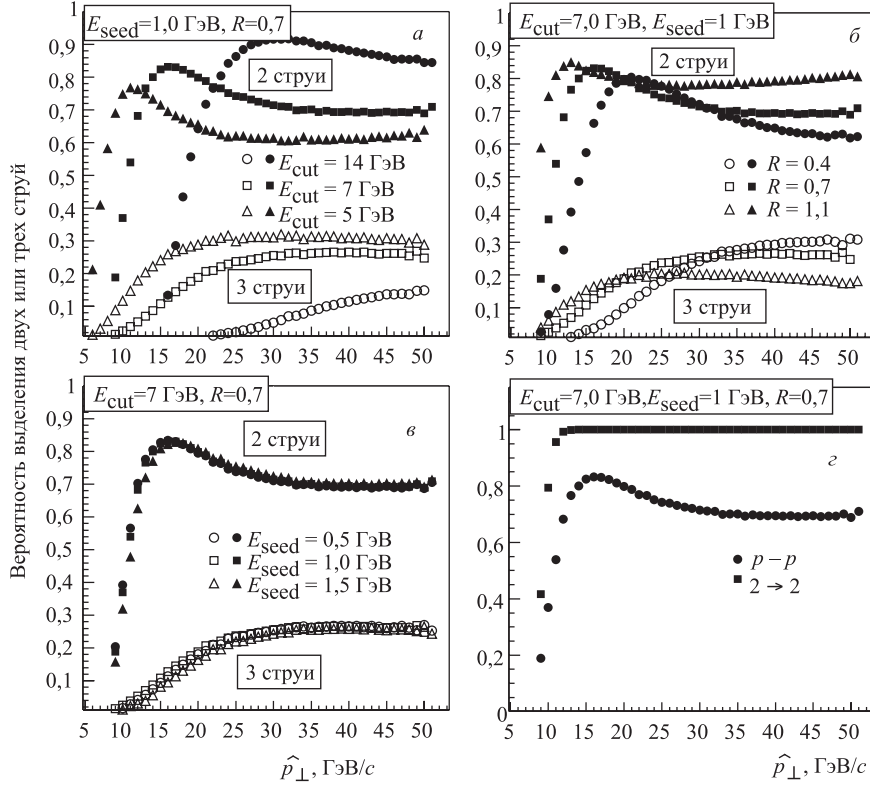


Рис. 2. Зависимость вероятности выделения двух и трех струй от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_{\perp} при различных значениях параметров алгоритма: а) $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$, $E_{cut} = 5, 7, 14$ ГэВ; б) $E_{cut} = 7$ ГэВ, $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,4; 0,7; 1,1$; в) $E_{cut} = 7$ ГэВ, $R = 0,7$, $E_{seed} = 0,5; 1; 1,5$ ГэВ; з) $E_{cut} = 7$ ГэВ, $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$ в жестких процессах и $p-p$ -взаимодействиях

звоящих однозначно определить тип события, требуется более детальное исследование. Так как существует зависимость в определении типа события от параметров алгоритма, то необходимо рассматривать не только характеристики струй в двухструйных событиях, но и характеристики двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{Jet} \geq 2$). Чтобы избежать выборки событий, будем проводить сравнение характеристик двух лидирующих струй для событий, имеющих $\hat{p}_{\perp} > \hat{p}_{\perp}^{Sh}$. Значение \hat{p}_{\perp}^{Sh} для каждого набора параметров определяется из рис. 3, на котором представлена зависимость вероятностей выделения двух или более струй от \hat{p}_{\perp} .

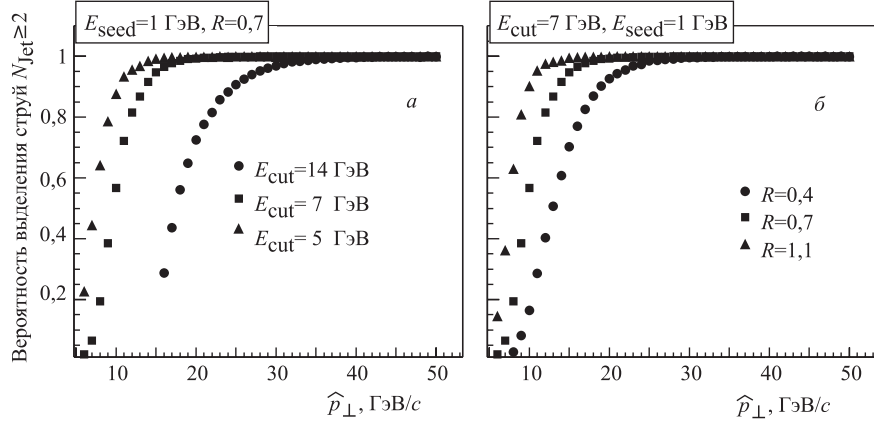


Рис. 3. Зависимость вероятности выделения N_{Jet} струй ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) от поперечного импульса жесткого процесса \hat{p}_{\perp} при различных значениях параметров алгоритма: а) $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$, $E_{\text{cut}} = 5, 7, 14$ ГэВ; б) $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,4; 0,7; 1,1$

Поперечному импульсу жесткого процесса $\hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$ соответствует значение вероятности выделения двух и большего числа струй, равное 100%. Значение $\hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$ приведено в табл. 2.

Таблица 2. Значение $\hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$, при котором сумма вероятностей выделения двух и большего числа струй равна 100% для разных значений параметров (E_{cut}, R) алгоритма

$\{E_{\text{cut}}, \text{ГэВ}; R\}$	$\{14; 0,7\}$	$\{7; 0,7\}$	$\{5; 0,7\}$	$\{7; 0,4\}$	$\{7; 1,1\}$
$\hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}, \text{ГэВ}/c$	38	18	15	28	16

3.2. Точность восстановления поперечного импульса P_T^{Part} партона. Для изучения влияния параметров алгоритма на точность восстановления поперечного импульса P_T^{Part} партона рассматривался набор распределений количества двухструйных событий по поперечной энергии струи E_T^{Jet} для набора, достаточно узких диапазонов значений P_T^{Part} . Пример такого распределения представлен на рис. 4. Соответствие между E_T^{Jet} и P_T^{Part} будем характеризовать средним значением поперечной энергии струи $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и шириной (rms) распределения.

Результаты изучения влияния параметра алгоритма E_{cut} на точность восстановления P_T^{Part} показаны на рис. 5. На нем представлены зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms

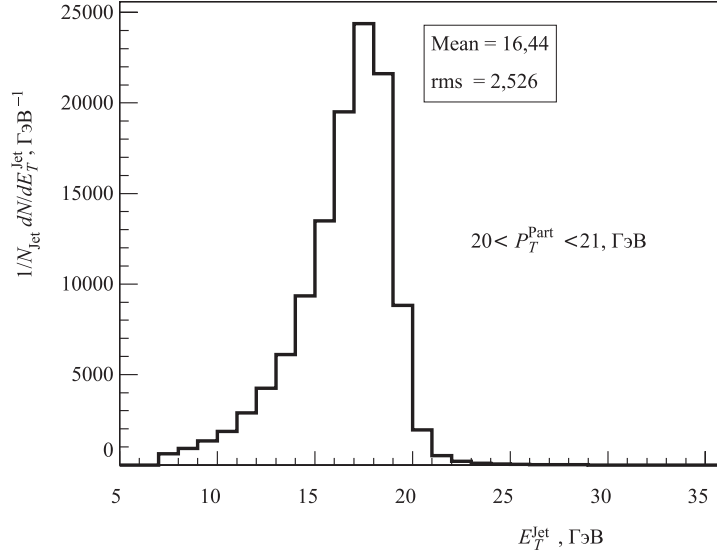


Рис. 4. Распределение количества двухструйных событий по поперечной энергии струи E_T^{Jet} для $20 < P_T^{\text{Part}} < 21$ ГэВ/c

(e) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $R = 0,7$ и $E_{\text{cut}} = 14,7,5$ ГэВ. Из рис. 5, а, б видно, что для $P_T^{\text{Part}} > \hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$ наблюдается линейная зависимость между P_T^{Part} и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ при всех значениях параметра E_{cut} . Отклонение от линейности для $P_T^{\text{Part}} < \hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$ связано с резким падением вероятности выделения двух струй в этой области. Для выбранной величины P_T^{Part} (например $P_T^{\text{Part}} = 28$ ГэВ/c) уменьшение E_{cut} от значения $P_T^{\text{Part}}/2$ до 7 ГэВ/c обеспечивает лучшую точность восстановления P_T^{Part} в двухструйных событиях (т. е. меньшее значение rms). Отметим, что при этом падает вероятность выделения двухструйных событий (см. рис. 2, а). Такое поведение связано со специальной выборкой событий. В событии будут выделены две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонов проходит в узком конусе. Это означает, что для каждого партона не образуется второй струи с малым значением суммарной поперечной энергии от 7 ГэВ до $P_T^{\text{Part}}/2$. В противном случае в событии выделится три или четыре струи. Значительное улучшение точности восстановления P_T^{Part} (т. е. уменьшение rms) для партонов, имеющих $E_{\text{cut}} < P_T^{\text{Part}} < 2E_{\text{cut}}$, также связано с выборкой двухструйных событий. В событии выделится две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонов проходит в узком конусе, т. е. поперечная энергия струи будет близка к значению P_T^{Part} . В против-

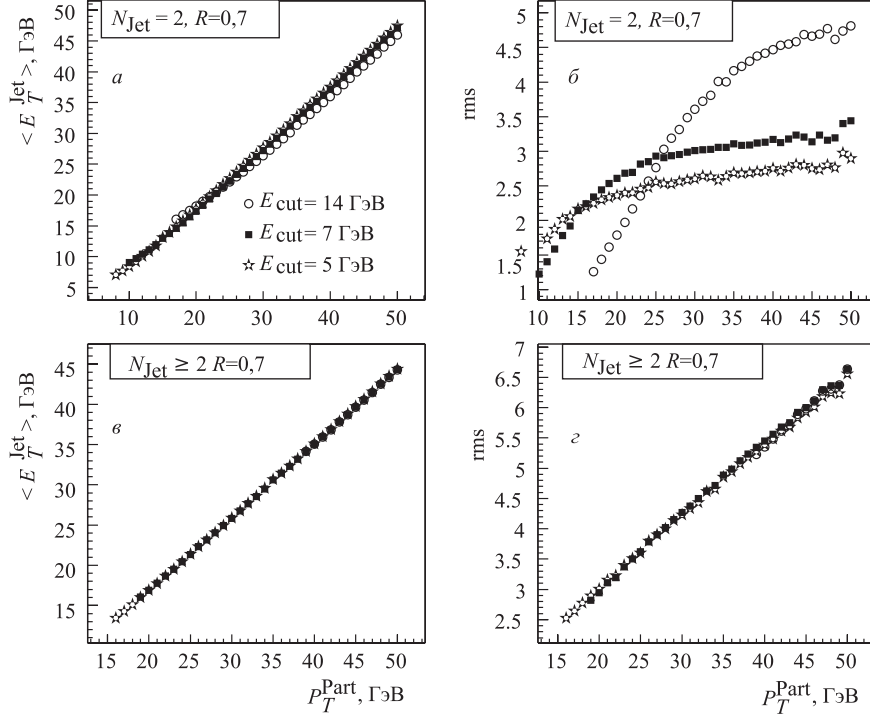


Рис. 5. Зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и зависимостей $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $R = 0,7$ и $E_{\text{cut}} = 14, 7, 5$ ГэВ

ном случае в событии выделится одна или ноль струй. Из рис. 5, в, г видно, что $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и ширина распределения rms не зависят от выбора E_{cut} для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$).

Результаты анализа влияния параметра алгоритма R на точность восстановления P_T^{Part} показаны на рис. 6. На нем представлены зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,4; 0,7; 1,1$. Из рис. 6, а, б видно, что для $P_T^{\text{Part}} > \hat{p}_{\perp}^{\text{Sh}}$ наблюдается линейная зависимость между P_T^{Part} и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ для всех значений параметров R . Уменьшение R приводит к уменьшению $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и ухудшению точности восстановления P_T^{Part} (т.е. увеличение значения rms). Это объясняется тем, что в конус маленького радиуса попадают не все частицы, происходящие от партона, выходящего из жесткого взаимодействия. Наилучшая

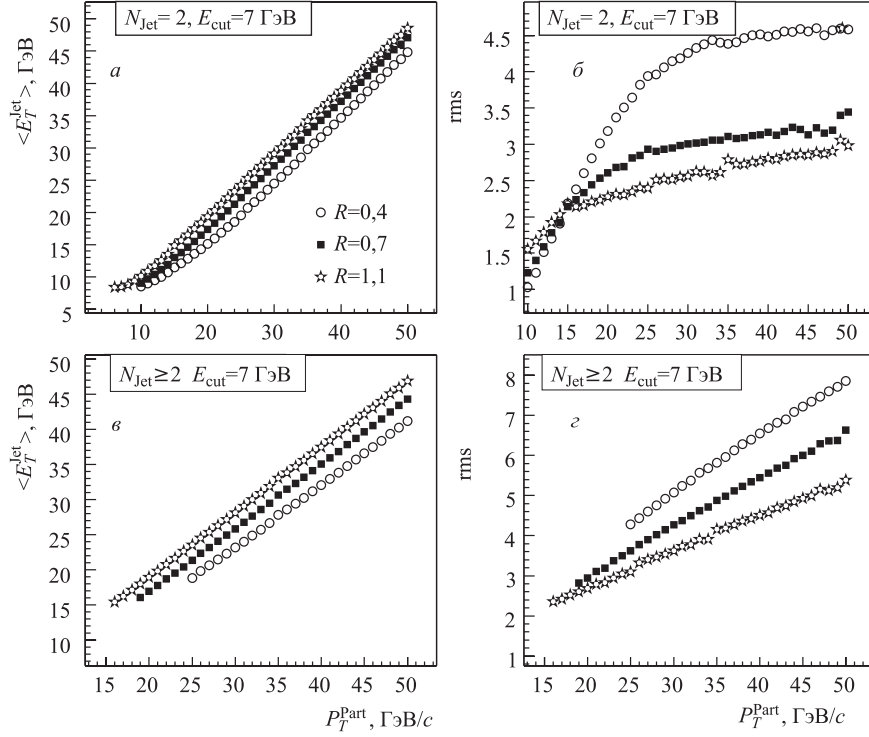


Рис. 6. Зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а), rms (б) для двухструйных событий и $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (в), rms (г) для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях от P_T^{Part} при $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,4; 0,7; 1,1$

точность восстановления P_T^{Part} (т.е. наименьшее значение rms) достигается при $0,7 < R < 1,1$. Величина rms при этих значениях R изменяется несущественно, но большее значение R более чувствительно к наличию в струе примесей (т.е. частиц, происходящих от партонов из ливней в начальном и конечном состоянии, а также от партонов, являющихся остатками пучковых протонов). Из рис. 6, в, г видно, что $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и ширина распределения rms для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$), как и в случае двухструйных событий, зависит от выбора R .

Для оценки влияния ливней в начальном и конечном состоянии, а также выборки двухструйных событий на точность восстановления P_T^{Part} сравнивалась зависимость относительной ширины распределения поперечной энергии струй $\text{rms}/\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ от P_T^{Part} при одинаковых значениях параметров алгоритма

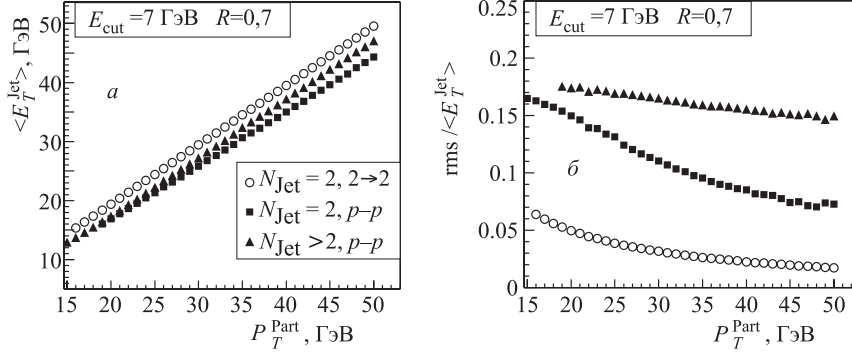


Рис. 7. Зависимости $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (а) и $\text{rms} / \langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ (б) в жестких процессах и в $p-p$ -взаимодействиях, а также для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях в $p-p$ -взаимодействиях от P_T^{Part} при $E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,7$

($E_{\text{cut}} = 7$ ГэВ и $R = 0,7$) в жестких процессах и в $p-p$ -взаимодействиях, а также для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях (рис. 7). Из рисунка видно, что ливни в начальном и конечном состоянии ухудшают точность восстановления P_T^{Part} в двухструйных событиях ($\text{rms} / \langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ увеличится на 10% для $P_T^{\text{Part}} = 15$ ГэВ/с и на 5% для $P_T^{\text{Part}} = 55$ ГэВ/с). Точность восстановления P_T^{Part} для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ухудшается с ростом P_T^{Part} по сравнению с двухструйными событиями ($\text{rms} / \langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ увеличится на 8% для $P_T^{\text{Part}} = 55$ ГэВ/с). Следует отметить, что точность восстановления P_T^{Part} улучшается с ростом P_T^{Part} во всех рассмотренных случаях.

Для $p-p$ -взаимодействий точность восстановления поперечного импульса партона в двухструйных событиях зависит от выбора параметров алгоритма E_{cut}, R . Уменьшение значения E_{cut} и увеличение R из диапазона $0,7-1,1$ приводит к выборке двухструйных событий, в которых струи имеют лучшую точность восстановления P_T^{Part} . Следует отметить также, что точность восстановления P_T^{Part} для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях не зависит от параметра E_{cut} и зависит от R . Точность восстановления P_T^{Part} улучшается с ростом P_T^{Part} .

3.3. Точность восстановления направления партона. Для выбора оптимальных значений параметров алгоритма важно знать, как точно направление оси струи соответствует направлению партона, выходящего из жесткого процесса при разных значениях R и E_{cut} . Точность восстановления направления партона будем характеризовать отклонением $\Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}}$ направления оси струи

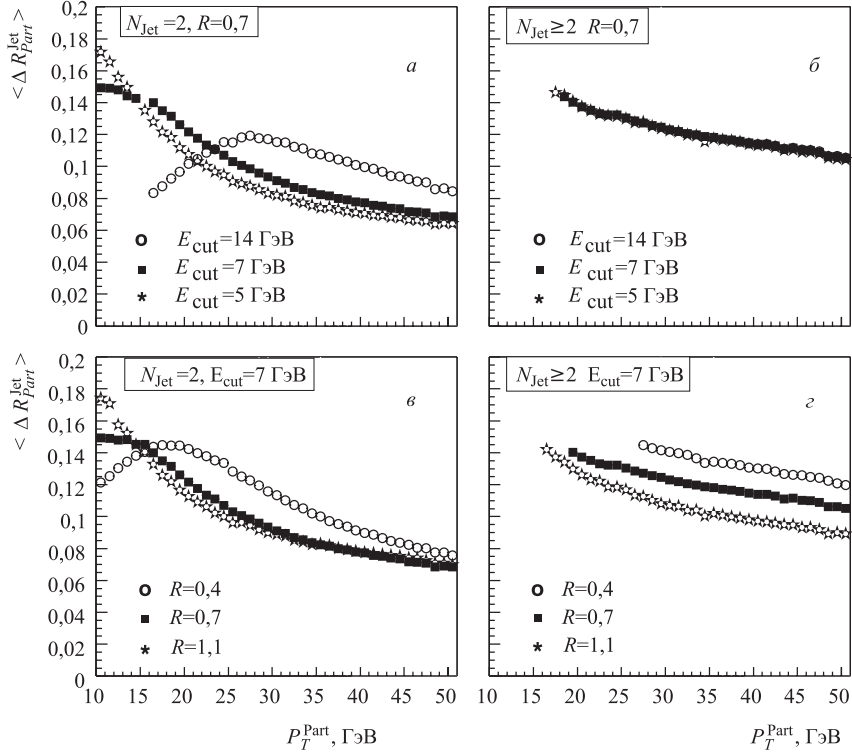


Рис. 8. Зависимости $\langle \Delta R_{Part}^{Jet} \rangle$ для двухструйных событий (а, в) и двух лидирующих струй в N -струйных событиях (б, г) от P_T^{Part} при разных значениях параметров алгоритма

от направления партона в пространстве $\{\eta, \phi\}$, описываемым формулой

$$\Delta R_{Part}^{Jet} = \sqrt{(\phi_{Jet} - \phi_{Part})^2 + (\eta_{Jet} - \eta_{Part})^2}. \quad (5)$$

Здесь (ϕ_{Jet}, η_{Jet}) характеризуют направление оси струи, а $(\phi_{Part}, \eta_{Part})$ направление партона в пространстве $\{\eta, \phi\}$. Для изучения влияния параметров алгоритма на отклонение оси струи от направления партона рассматривалась зависимость $\langle \Delta R_{Part}^{Jet} \rangle$ от P_T^{Part} при разных значениях параметров R, E_{cut} . Из рис. 8, а, б видно, что для выбранного значения P_T^{Part} (например, $P_T^{Part} = 28$ ГэВ/с) уменьшение E_{cut} от значения $P_T^{Part}/2$ до 7 ГэВ/с обеспечивает меньшее отклонение оси струи от направления партона в двухструйных событиях. В событии выделится две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонных проходит в узком конусе, т. е. для каждого партона не образуется второй струи с малым значением суммарной поперечной энергии от 7 ГэВ до $P_T^{Part}/2$, в противном случае в событии выделится

три или четыре струи. Уменьшение отклонения направления оси струи от направления партона (т.е. уменьшение $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$) для партонов, имеющих $E_{\text{cut}} < P_T^{\text{Part}} < 2E_{\text{cut}}$, также связано с выборкой двухструйных событий. В событии выделится две струи, если процесс развития ливня и фрагментации от партонов происходит в узком конусе, т.е. поперечная энергия струи будет близка к значению P_T^{Part} . В противном случае в событии выделится одна или ноль струй. Для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) отклонение направления оси струи от направления партона не зависит от выбора E_{cut} . Влияние параметра R на величину отклонения показано на рис. 8, в, г. Из рисунка видно, что уменьшение R приводит к увеличению $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$. Это связано с тем, что в конус маленького радиуса попадают не все частицы, происходящие от партонов, выходящих из жесткого взаимодействия. Наименьшее отклонение направления оси струи от направления партона достигается при $0,7 < R < 1,1$. Значение $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ при этих значениях R отличается незначительно, но большее значение R более чувствительно к наличию в струе примесей (т.е. частиц, происходящих от партонов из ливней в начальном и конечном состоянии, а также от партонов, являющихся остатками пучковых протонов). Для двух лидирующих струй в N -струйных событиях ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) отклонения направления оси струи от направления партона, как и в двухструйных событиях, зависят от выбора R . Следует отметить, что $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ уменьшается с ростом P_T^{Part} во всех рассмотренных случаях.

Для p - p -взаимодействий точность восстановления направления партона в двухструйных событиях зависит от выбора параметров алгоритма E_{cut}, R . Уменьшение значения E_{cut} и увеличение R из диапазона $0,4-1,1$ приводит к выборке двухструйных событий, струи которых точнее восстанавливают направление партона. Следует отметить также, что отклонение оси струи от направления партона для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях не зависит от параметра E_{cut} и зависит от R . Точность восстановления направления партона улучшается с ростом P_T^{Part} .

3.4. Инклюзивное сечение рождения струй. Инклюзивное сечение рождения струй можно записать несколькими способами. Теоретические вычисления обычно выражаются в терминах инвариантного сечения

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3}. \quad (6)$$

Для представления экспериментальных данных используются такие переменные, как поперечная энергия E_T и псевдобыстрота $\eta = -\lg(\text{tg}(\theta/2))$. В терминах этих переменных дважды-дифференциальное сечение записывается в виде

$$\frac{d^2 \sigma}{dE_T d\eta}. \quad (7)$$

Эти два представления связаны между собой следующим соотношением:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} \rightarrow \frac{1}{2\pi E_T} \frac{d^2 \sigma}{dE_T d\eta}. \quad (8)$$

Последнее выражение получено в предположении азимутальной симметрии процесса и безмассовости струи. Инклюзивное сечение рождения струй имеет смысл вероятности наблюдения струи с данными E_T и η в интервалах $(E_T - dE_T, E_T + dE_T)$ и $(\eta - d\eta, \eta + d\eta)$. Термин «инклюзивное» означает, что присутствие или отсутствие дополнительных объектов помимо струи в событии не исследуется. Так, событие, имеющее три струи, учитывается при вычислении сечения три раза. Символически полное инклюзивное сечение рождения любого количества струй записывается в виде $\sigma(p + p \rightarrow jet + X)$.

В этом разделе мы исследуем зависимость поведения сечения образования струй от выбора параметров алгоритма реконструкции струй. Как было показано в разд. 3 (3.1–3.3), тип события и характеристики струй зависят от выбранных параметров E_{cut} и R . Вероятность выделения струй резко падает при $\hat{p}_\perp \approx E_{cut}$. Поэтому инклюзивное сечение зависит от выбора параметров в области, близкой по значению к E_{cut} . Для анализа поведения сечения при $|\eta_{Jet}| < 1$ оценим доли одно-, двух-, и трехструйных событий в зависимости от E_T^{Jet} при различных значениях параметров E_{cut} и R .

На рис. 9 показаны зависимости инвариантных сечений рождения струй (a , σ) и отношения сечений Jet_N/Jet_{All} (b , z) для всех (инклюзивных) и N -струйных событий ($N_{Jet} = 1, 2, 3$) от поперечной энергии E_T^{Jet} для двух различных наборов параметров алгоритма реконструкции PAR1, PAR2 в p - p -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (PAR1: $E_T^{Jet} = 7$ ГэВ, $E_{seed} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$; PAR2: $E_T^{Jet} = 5$ ГэВ, $E_{seed} = 0,5$ ГэВ, $R = 0,4$). Как видно из рис. 9, a , σ , инклюзивное сечение рождения струй падает на 12 порядков при изменении поперечной энергии струи и составляет 10^2 и 10^{-10} нб/ГэВ²с⁻³ при 5 и 75 ГэВ соответственно. Рис. 9, b , z показывает, что для наборов параметров PAR1 и PAR2 доля одноструйных событий в инклюзивном сечении больше 50% при $7 \text{ ГэВ} < E_T^{Jet} < 14 \text{ ГэВ}$. Доля одноструйных событий в сечении уменьшается с ростом E_T^{Jet} . Так, при $E_T^{Jet} = 5$ и 13 ГэВ отношение Jet_N/Jet_{All} составляет 90 и 50% соответственно. При дальнейшем увеличении E_T^{Jet} доля одноструйных событий уменьшается и при $E_T^{Jet} = 25$ ГэВ составляет 10%. Доля двухструйных событий для наборов параметров PAR1 и PAR2 в инклюзивном сечении больше 50% при $E_T^{Jet} > 13$ ГэВ. Отметим, что форма зависимости отношения Jet_N/Jet_{All} от E_T^{Jet} для наборов PAR1 и PAR2 одинакова, но имеется отличие по величине. Установлено, что для набора PAR2 доля двухструйных событий меньше, чем для набора PAR1. Вклад трехструйных событий в сечении меньше 1% для $E_T^{Jet} = 7$ ГэВ. При увеличении E_T^{Jet} до 30 ГэВ отношение Jet_N/Jet_{All} возрастает и составляет 10 и 20% для наборов PAR1 и PAR2 соответственно. В диапазоне

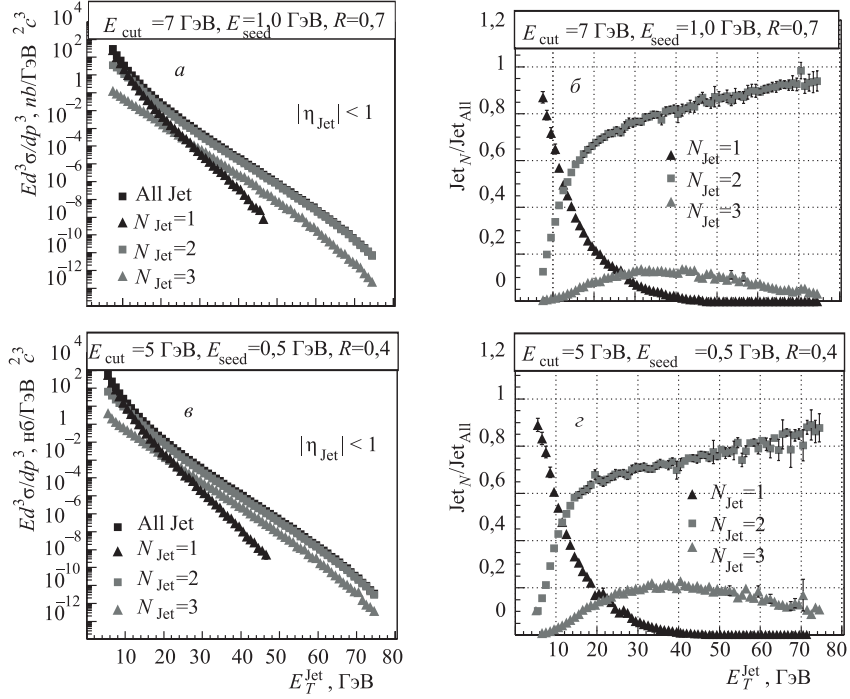


Рис. 9. Зависимости инвариантных сечений рождения струй (*a*, *z*) и отношения сечений $\text{Jet}_N/\text{Jet}_{\text{All}}$ (*б*, *z*) для всех и N -струйных событий ($N = 1, 2, 3$) от поперечной энергии E_T^{Jet} для двух различных наборов параметров алгоритма реконструкции струй PAR1, PAR2 в p - p -взаимодействиях при $\sqrt{s}=200$ ГэВ. (PAR1: $E_T^{\text{Jet}} = 7$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$; PAR2: $E_T^{\text{Jet}} = 5$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 0,5$ ГэВ, $R = 0,4$)

$30 \text{ ГэВ} < E_T^{\text{Jet}} < 50 \text{ ГэВ}$ вклад трехструйных событий в сечении меняется незначительно. При дальнейшем увеличении E_T^{Jet} наблюдается уменьшение отношения $\text{Jet}_N/\text{Jet}_{\text{All}}$ для трехструйных событий до 1 и 10 % для наборов параметров PAR1 и PAR2.

Для оценки влияния параметров алгоритма на инклюзивные спектры струй рассмотрим рис. 10, на котором представлены зависимости отношения $(\text{Jet}_{\text{PAR2}} - \text{Jet}_{\text{PAR1}})/\text{Jet}_{\text{PAR1}}$ инклюзивных сечений рождения струй, реконструированных при использовании наборов параметров PAR1 и PAR2 от E_T^{Jet} для *a*) одно-, *б*) двух-, *в*) трех- и *z*) полного числа всех N -струйных событий. Сечения одноструйных событий (рис. 10, *a*), полученные для набора PAR2 при $E_T^{\text{Jet}} = 7$ ГэВ, расположены на 65 % ниже, чем сечения, соответствующие на-

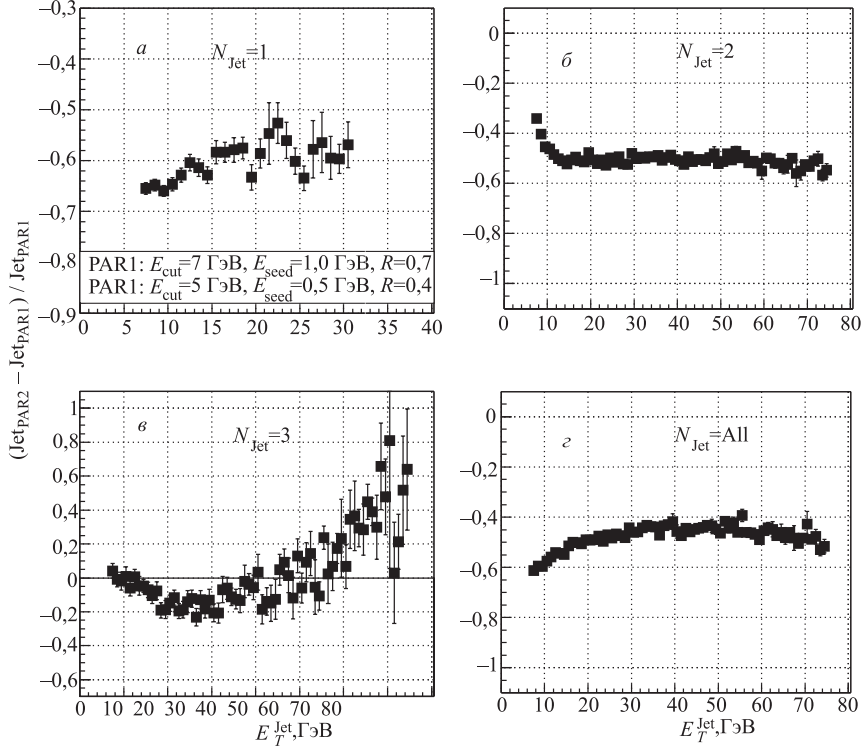


Рис. 10. Зависимость отношения $(\text{Jet}_{\text{PAR2}} - \text{Jet}_{\text{PAR1}}) / \text{Jet}_{\text{PAR1}}$ инклюзивных сечений рождения струй, реконструированных при использовании наборов параметров PAR1 и PAR2 от E_T^{Jet} для а) одно-, б) двух-, в) трех- и г) полного числа всех N -струйных событий. (PAR1: $E_T^{\text{Jet}} = 7$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 1$ ГэВ, $R = 0,7$; PAR2: $E_T^{\text{Jet}} = 5$ ГэВ, $E_{\text{seed}} = 0,5$ ГэВ, $R = 0,4$)

бору PAR1. Это отличие уменьшается с ростом E_T^{Jet} . Сечения двухструйных событий (рис. 10, б) для набора PAR2 при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 15$ ГэВ расположены на 35–50 % ниже, чем сечения для набора PAR1. Во всем диапазоне значений E_T^{Jet} (от 15 до 60 ГэВ) величина отношения $(\text{Jet}_{\text{PAR2}} - \text{Jet}_{\text{PAR1}}) / \text{Jet}_{\text{PAR1}}$ постоянна и равна $\sim 50\%$. Это отличие незначительно увеличивается с ростом E_T^{Jet} . Сечения трехструйных событий (рис. 10, в) для набора PAR2 при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 12$ ГэВ совпадают с сечением для набора PAR1, а при $7 < E_T^{\text{Jet}} < 12$ ГэВ расположены ниже на 1–20 %. При дальнейшем увеличении поперечной энергии струи E_T^{Jet} это отношение растет. На рис. 10, г приведена зависимость отношения инклюзивных сечений от энергии E_T^{Jet} .

Сечения, полученные для набора PAR2, расположены ниже на 60 и 45 %, чем для набора PAR1 при $E_T^{\text{Jet}} = 7$ и 25 ГэВ соответственно. Во всем диапазоне значений E_T^{Jet} от 25 до 60 ГэВ величина отношения постоянна и равна $\sim 0,45$. Слабый рост этого отношения наблюдается при $E_T^{\text{Jet}} > 60$ ГэВ.

Таким образом, в результате проведенного исследования установлено, что поведение отношения инклюзивных сечений в зависимости от энергии E_T^{Jet} повторяет поведение соответствующих сечений для одно-, двух-, и трехструйных событий в тех областях, где их вклады в сечение существенны. Форма инклюзивных спектров не зависит от выбора параметров в наборах PAR1 и PAR2 в диапазоне $25 < E_T^{\text{Jet}} < 60$ ГэВ. Для двухструйных событий форма спектров одинакова для наборов PAR1 и PAR2 в диапазоне от 15 до 60 ГэВ.

4. СПЕКТРЫ СТРУЙ В z -ПРЕДСТАВЛЕНИИ

В этом разделе исследуется зависимость формы спектра реконструированных струй в z -представлении от параметров алгоритма $E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$.

Напомним основные идеи и определения z -скейлинга [8,9]. В основе этой концепции лежит предположение о масштабной инвариантности взаимодействия элементарных конstituентов адронов и ядер при высоких энергиях и больших переданных импульсах. Графическое представление взаимодействия адронов на партонном уровне показано на рис. 11. Здесь M_1, M_2 — массы сталкивающихся адронов (или ядер); m_1 — масса инклюзивной частицы. Массовый параметр m_2 вводится для сохранения внутренних законов сохра-

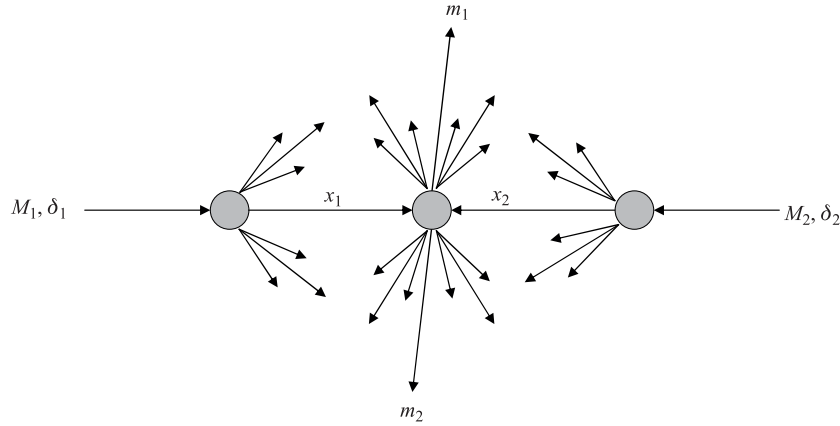


Рис. 11. Взаимодействие адронов на конституентном уровне

нения (для изоспина, барионного числа и странности, ...). Величины x_1 и x_2 представляют доли импульсов P_1 и P_2 сталкивающихся объектов, переносимые конститuentами. Переменная z обладает свойством фрактальной меры и может быть представлена в виде [8, 9]

$$z = z_0 \Omega^{-1}. \quad (9)$$

В этом выражении конечная часть z_0 представляет отношение выделенной поперечной энергии в элементарном столкновении партонов и средней плотности множественности $dN/d\eta|_{\eta=0}$. Расходящаяся часть Ω^{-1} описывает разрешение, при котором столкновение партонов может быть выделено из рассматриваемого инклюзивного процесса. Величина $\Omega(x_1, x_2) = m(1-x_1)^{\delta_1}(1-x_2)^{\delta_2}$ представляет относительное количество всех элементарных конфигураций партонов, несущих доли x_1 и x_2 импульсов сталкивающихся адронов P_1 и P_2 . Величины δ_1 и δ_2 являются фрактальными размерностями сталкивающихся объектов (адронов или ядер). Доли импульсов x_1 и x_2 находятся из условия минимизации величины $\Omega(x_1, x_2)^{-1}$ фрактальной меры z с учетом всех возможных подпроцессов, удовлетворяющих закону сохранения энергии для элементарного подпроцесса

$$(x_1 P_1 + x_2 P_2 - p)^2 = (x_1 M_1 + x_2 M_2 - m_2)^2. \quad (10)$$

Скейлинговая функция $\psi(z)$ и скейлинговая переменная z выражаются через инвариантное сечение $E d^3\sigma/dp^3$ и плотность множественности $dN/d\eta$

$$\psi(z) = -\frac{\pi s}{(dN/d\eta)\sigma_{\text{in}}} J^{-1} E \frac{d^3\sigma}{dp^3}. \quad (11)$$

Здесь s — энергия столкновения в системе центра масс; σ_{in} — полное неупругое сечение взаимодействия; J — соответствующий якобиан перехода от переменных $\{p_z, p_T\}$ к $\{\eta, z\}$. Коэффициент J выражается через импульсы и массы сталкивающихся и инклюзивной частиц.

Уравнение нормировки, записанное в виде

$$\int_0^{\infty} \psi(z) dz = 1, \quad (12)$$

позволяет интерпретировать функцию $\psi(z)$ как плотность вероятности образования частицы в конечном состоянии с данным значением величины z .

В работах [8, 9] представлены результаты анализа данных, полученных коллаборациями UA1, UA2, CDF и D0 по рождению струй в рамках концепции z -скейлинга. Установлены свойства z -представления, такие

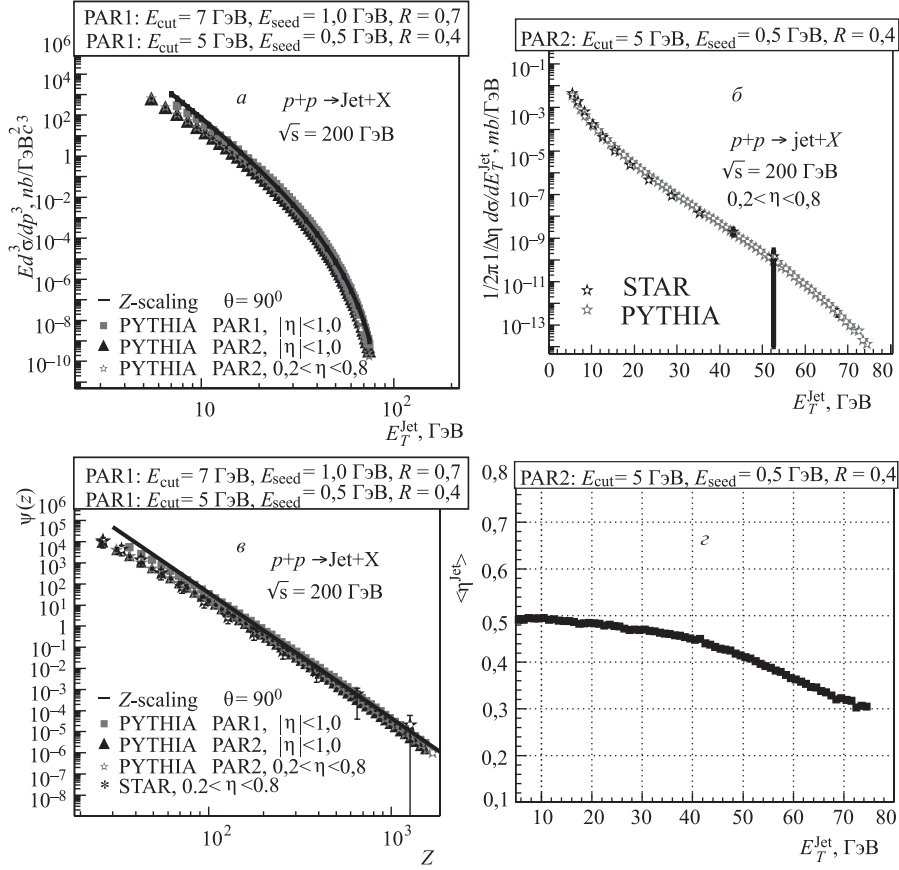


Рис. 12. Инклюзивные сечения рождения струй в $p-p$ -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в E_T (а, б) и z (в) представлениях. Символами (—) и (+, o, Δ) обозначены результаты расчетов в рамках z -скейлинга и методом Монте-Карло (PYTHIA). Экспериментальные данные (\star) взяты из работы [11]. г) Зависимость среднего значения псевдобыстроты струи $\langle \eta_{\text{jet}} \rangle$ от поперечной энергии E_T^{jet} для диапазона $0,2 < \eta < 0,8$

как энергетическая и угловая независимость функции $\psi(z)$ и степенное поведение $\psi(z) \sim z^{-\beta}$ при больших z . Свойства z -скейлинга использовались для предсказательных расчетов сечения рождения струй в $p-p$ - и $\bar{p}-p$ -взаимодействиях при энергиях RHIC, LHC и тэватрона. Было установлено, в частности, что значения параметра наклона β для $p-p$ - и $\bar{p}-p$ -взаимодействий различны, $\beta_{\text{Jet}}^{pp} > \beta_{\text{Jet}}^{\bar{p}p}$. Этот качественный результат подтверждается ре-

зультатами анализа по рождению заряженных адронов, прямых фотонов и π^0 -мезонов. Поэтому представляет интерес как экспериментальная проверка этой закономерности при рождении струй в p - p -взаимодействиях в новом диапазоне энергий, так и исследование чувствительности параметра наклона β_{Jet}^{pp} к параметрам алгоритма реконструкции струй.

Сравним сечения, предсказанные z -скейлингом, полученные с использованием монте-карло-программы PYTHIA и коллаборацией STAR на RHIC [11]. На рис. 12, *a* приведены инвариантные инклюзивные сечения $Ed^3\sigma/dp^3$ рождения струй в p - p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, полученные с использованием генератора PYTHIA для набора параметров PAR1, PAR2 и предсказанные в рамках теории z -скейлинга. Из рисунка видно, что абсолютные сечения для набора PAR1 больше, чем для набора PAR2 во всей области изменения поперечной энергии E_T^{Jet} . В области $E_T^{\text{Jet}} = 25$ –60 ГэВ и $|\eta_{\text{Jet}}| < 1$ форма спектров для обоих наборов параметров совпадает с формой, предсказанной z -скейлингом. В z -представлении (рис. 12, *б*) спектры описываются степенным законом $\psi(z) \sim z^{-\beta}$ с показателем $\beta = 6,01 \pm 0,06$. Результаты моделирования спектров в аксептансе $0,2 < \eta < 0,8$ в пределах экспериментальных ошибок находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными STAR (см. рис. 12, *б*) [11]. Для расчетов скейлинговой функции $\psi(z)$ в аксептансе $0,2 < \eta < 0,8$ использовалась зависимость среднего значения псевдобыстроты струи $\langle \eta_{\text{Jet}} \rangle$ от E_T^{Jet} , полученная с использованием генератора PYTHIA (см. рис. 12, *з*). Отметим, что величина наклона β функции $\psi(z)$ результатов моделирования в диапазоне $E_T^{\text{Jet}} = 20$ –60 ГэВ и $0,2 < \eta < 0,8$ с точностью $< 5\%$ совпадает с найденной для полного аксептанса $|\eta_{\text{Jet}}| < 1$. Полученные результаты показывают, что для детального теоретического анализа требуются более статистически обеспеченные экспериментальные данные по сечениям рождения струй ($E_T^{\text{Jet}} > 25$ ГэВ), которые позволят исследовать, в частности, угловую зависимость спектров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено исследование влияния параметров $(E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R)$ конусового алгоритма на эффективность и характеристики реконструированных струй в p - p -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Установлена зависимость доли образования двух- и трехструйных событий от поперечного импульса \hat{p}_\perp жесткого партонного процесса при разных значениях параметров $E_{\text{cut}}, E_{\text{seed}}, R$. Показано, что вероятность выделения двух струй не зависит от величины E_{seed} в диапазоне 0,5–1,5 ГэВ. Параметры E_{cut} и R определяют величину \hat{p}_\perp , начиная с которой вероятность выделения двух струй резко падает. Установлено, что при фиксированном значении E_{cut} вероятность выделения двух струй максимальна для $\hat{p}_\perp \approx 2E_{\text{cut}}$ и не

зависит от R в диапазоне $0,7-1,1$ при $\hat{p}_\perp \in [2E_{\text{cut}}, 3E_{\text{cut}}]$. При больших значениях поперечного импульса партона $\hat{p}_\perp > 25$ ГэВ/с вероятность выделения двух струй уменьшается, а вероятность выделения трех струй возрастает с уменьшением R и E_{cut} . Получены зависимости среднего значения отклонения направления оси струи $\langle \Delta R_{\text{Part}}^{\text{Jet}} \rangle$ от направления партона, а также средней поперечной энергии струи $\langle E_T^{\text{Jet}} \rangle$ и rms от поперечного импульса партона при разных значениях параметров алгоритма. Показано, что точность восстановления энергии и направления партона в двухструйных событиях улучшается с ростом P_T^{Part} и существенно зависит от значений параметров E_{cut} и R . Установлено, что с уменьшением величины E_{cut} и увеличением R из диапазона $0,7-1,1$ происходит выборка двухструйных событий, струи которых лучше восстанавливают энергию и направление партона. Однако точность восстановления энергии и направления партона для двух лидирующих струй в N -струйных ($N_{\text{Jet}} \geq 2$) событиях не зависит от параметра E_{cut} и уменьшается с уменьшением величины R . Проведено сравнение результатов моделирования струй с предсказаниями, полученными в рамках теории z -скейлинга, и экспериментальными данными, полученными на RHIC. Установлена независимость наклона скейлинговой функции от наборов (PAR1, PAR2) параметров алгоритма в диапазоне поперечных импульсов $E_T^{\text{Jet}} = 25-60$ ГэВ. Показано, что в области $E_T^{\text{Jet}} < 25$ ГэВ наблюдается сильная зависимость от значений параметров (E_{cut}, R), которая усиливается с уменьшением E_T^{Jet} .

Проведенное исследование показало, что для проверки асимптотического поведения скейлинговой функции $\psi(z)$ и установления особенностей механизма рождения струй в $p-p$ -взаимодействиях необходимо увеличение статистики экспериментальных данных по сечениям рождения струй на RHIC в области больших поперечных энергий ($E_T^{\text{Jet}} > 25$ ГэВ). Такие данные позволят исследовать угловую зависимость спектров рождения струй и осуществить более обоснованную экстраполяцию расчетов сечений образования струй при энергиях LHC.

Проведенное исследование было поддержано программой Министерства науки и образования Российской Федерации, грант РНП.2.2.2.2.6546 (МИРЭА).

ЛИТЕРАТУРА

1. Abe F. et al. Inclusive jet cross section in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 438–443;
 Abe F. et al. Measurement of dijet angular distributions by the collider detector at Fermilab // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 5336–5341;
 Affolder T. et al. Measurement of the two-jet differential cross section in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1800$ GeV // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 012001 (8 pages);
 Affolder T. et al. Measurement of the inclusive jet cross section in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. 032001 (38 pages);

- Acosta D. et al.* Soft and hard interactions in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1800$ and 630 GeV // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. 072005 (12 pages);
- Acosta D. et al.* The underlying event in hard interactions at the Tevatron p anti- p collider // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 70. 072002 (10 pages);
- Abulencia A. et al.* Measurement of the inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ interactions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV using a cone-based jet algorithm. hep-ex/0512020, 28 Febr., 2006, 19 p.
- Korytov A.* QCD physics at Tevatron and LHC // *Part. At. Nucl.* 2004. V. 67, No. 1. P. 50–61.
- Abulencia A. et al.* Measurement of the inclusive jet cross section using the k_T algorithm in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. 122001 (7 p.).
2. *Field R.* XXXIV International Meeting on Fundamental Physics «From HERA and the Tevatron to the LHC», El Escorial, Madrid, Spain, 2–7 April. 2006. «Physics at the Tevatron» (4 Lectures). <http://hepexp.ft.uam.es/imfp06/>.
 3. *Abbott B. et al.* The inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 2451–2456.
 4. *Abazov V. M. et al.* The inclusive jet cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV using the k_T algorithm // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 525, No. 3–4. P. 211–218.
 5. *Abbott B. et al.* High- p_T Jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 630$ and 1800 GeV // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 64. 032003 (69 pages).
 6. *Bandurin D.* «Photons and Jets at the Tevatron», Conference on the Intersection of Particle and Nuclear Physics, Puerto Rico, 30 May – 3 June 2006; <http://cipanp.physics.uiuc.edu/index.htm>
 7. *Sjostrand T. et al.* High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1 // *Computer Physics Commun.* 2001. V. 135, No. 2. P. 238–259.
 8. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* z -scaling and jet production in hadron-hadron collisions at high energies. JINR Preprint E2-99-300. Dubna, 1999. 24 p.
Tokarev M. V., Dedovich T. G. Z -scaling and jet production at Tevatron. JINR Preprint E2-2004-188. Dubna, 2004. 14 p.
 9. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* Z -scaling and jet production in hadron-hadron collisions at high energies / *Int. J. Mod. Phys. A.* 2000. V. 15, No. 22. P. 3495–519.
 10. *Tokarev M. V., Dedovich T. G.* Verification of z -scaling at RHIC and Tevatron // *Phys. At. Nucl.* 2005. V. 68, No. 3. P. 404–442.
 11. *Miller M. L. (for the STAR collaboration).* First measurement of the jet cross section in polarized $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV; hep-ex/0604001, 1 April, 2006. 3p.

Получено 21 июля 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 28.11.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,44. Уч.-изд. л. 1,76. Тираж 415 экз. Заказ № 55562.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/