



И
Ф
В
Э
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96-70
ОЭФ

А.И.Павлинов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
СТРУЙ АДРОНОВ ДЛЯ ТЕСТА ОБРАЗОВАНИЯ
КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ
В ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Протвино 1996

Аннотация

Павлинов А.И. О возможности использования струй адронов для теста образования кварк-глюонной плазмы в ядерно-ядерных взаимодействиях: Препринт ИФВЭ 96-70. – Протвино, 1996. – 10 с., 4 рис., библиогр.: 16.

В работе рассмотрена возможность выделения струй адронов в центральных столкновениях тяжелых ядер ($A \simeq 200$) при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $\sqrt{s} = 5500$ ГэВ. Даётся оценка поперечной энергии струи E_0^J , выше которой можно пренебречь фоновыми процессами.

Abstract

Pavlinov A.I. On a Possible Use of Hadron Jets to Test Quark-Qluon Plasma Formation in Nucleus-Nucleus Interactions: IHEP Preprint 96-70. – Protvino, 1996. – p. 10, figs. 4, refs.: 16.

A possibility of hadron jets separation in the central collisions of heavy nuclei ($A \simeq 200$) at $\sqrt{s}=200$ GeV and $\sqrt{s} = 5500$ GeV is discussed. An estimation of the transverse jet energy E_0^J is given above which a background processes can be neglected.

Введение

Поиск кварк-глюонной плазмы (КГП) в ядерно-ядерных столкновениях будет являться одной из основных задач в экспериментах на новых адронных коллайдерах RHIC и LHC. За последнее время предложено много различных сигнатур для регистрации КГП [1]. В частности, предполагается, что изучение струй, образованных в том же столкновении, что и КГП, будет давать информацию об основных свойствах плазмы [2]. Однако выделение струй в ядерно-ядерных столкновениях имеет ряд особенностей по сравнению с адрон-адронными столкновениями.

Как следует из результатов, полученных на адронных коллайдерах (hh) CERN (ISR и $S\bar{p}S$) и FNAL (Tevatron) [3,4,5], процессы квазиупругого рассеяния партонов (кварков, антикварков и глюонов) при $p_t \geq 5$ ГэВ (жесткое рассеяние) хорошо описываются теорией возмущений (ТВ) квантовой хромодинамики (КХД) уже в первом порядке. Партоны с большими углами рассеяния наблюдаются как адронные струи, т.е. обособленные группы адронов. При возрастании суммарной поперечной энергии всех конечных частиц $\sum E_t$ наблюдается двухструйная доминантность [6]. Выделение струй в hh -столкновениях происходит на низком фоне сопровождения (несколько частиц на единицу псевдобыстроты).

Ситуация изменяется при переходе к ядерно-ядерным столкновениям. Уже в ($S - W$)-центральных столкновениях при 200 ГэВ на нуклон $dE_t/d\eta \approx 150$ ГэВ [7], хотя при энергиях $\sqrt{s} \leq 20$ ГэВ вклад жестких процессов мал. Относительный вклад жесткой компоненты возрастает с энергией, давая приблизительно половину величины сечения при энергиях RHIC и доминируя при энергиях Tevatron, что приводит к увеличению $\sum E_t$. В ($Au + Au$)-столкновениях [8] при энергиях RHIC $\sum E_t$ вырастает примерно в 400 раз по сравнению с hh -взаимодействиями. Методы выделения струй, развитые для адронных столкновений [9], становятся трудноприменимыми для RHIC [10] уже в случае центральных столкновений для средних ядер ($A \geq 30 - 50$) и поперечной энергии струи (E_t^J) $10 \div 30$ ГэВ. Основной причиной являются флуктуации поперечной энергии, величина которых не позволяет выделять струи с $E_t^J \geq 10 \div 30$ ГэВ.

По этой же причине в событиях, где отсутствует жесткое столкновение партонов, флуктуации будут давать “ложные” струи, которые будут представлять фон для “истинных” струй. Поперечная энергия струи E_t^J должна быть такой, чтобы сечение образования “ложных” струй было меньше сечения образования “истинных” струй. Вопрос оценки величины E_0^J , выше которой возможно выделение “истинных” струй, рассмотрен в этой работе.

В разделах 1-3 описывается методика расчета $d\sigma/dE_t$ с учетом мягких и жестких процессов для высокоэнергетичных ядерно-ядерных столкновений с использованием результатов из работ [12]. В разделе 4 дается оценка отношений сечений образования “ложных” струй к “истинным” в зависимости от поперечной энергии и анализируется оценка величины E_0^J .

1. Инклузивное сечение жесткого рассеяния партонов

Мы предполагаем, что $2 \rightarrow 2$ жесткое рассеяние партонов (квазиупругое рассеяние партонов на большие углы) есть доминирующий процесс в образовании струй с большими поперечными импульсами и что вид сечения хорошо описывается в низшем порядке ТВ КХД. Данные существуют для $p_t > 5.5$ ГэВ/с [3]. Предполагается, что ТВ КХД применима для $p_t > 2$ ГэВ/с.

В низшем порядке ТВ КХД сечение инклузивного образования двух партонов с быстротами y_1 и y_2 и поперечным моментом p_t определяется как

$$\frac{d\sigma_h}{dp_t^2 dy_1 dy_2} = K x_1 f(x_1, p_t^2) x_2 f(x_2, p_t^2) \frac{d\sigma^{gg}}{dt}, \quad (1.1)$$

где

$$x_1 = \frac{x_t}{2}(e^{y_1} + e^{y_2}), \quad x_2 = \frac{x_t}{2}(e^{-y_1} + e^{-y_2}), \quad x_t = 2p_t/\sqrt{s}, \quad (1.2)$$

$$\frac{d\sigma^{gg}}{dt} = \frac{9\pi\alpha_s^2(p_t^2)}{2p_t^4} \left[1 - \frac{p_t^2}{x_1 x_2 s} \right]^3, \quad \alpha_s(p_t^2) = 4\pi/9 \ln(p_t^2/\Lambda^2). \quad (1.3)$$

$f(x, p_t^2)$ есть эффективная структурная функция, которую можно записать в виде

$$f = g + \frac{4}{9} \sum_f (q_f + \bar{q}_f), \quad (1.4)$$

где g , q_f и \bar{q}_f являются структурными функциями глюона,夸克ов и антикварков соответственно. Формула (1.1) написана в предположении, что процессы квазиупругого рассеяния партонов имеют сходную угловую зависимость [13]. Область изменения быстрот y_1 и y_2 при фиксированном p_t дается формулами

$$-\ln(2/x_t - e^{-y_1}) \leq y_2 \leq \ln(2/x_t - e^{y_1}), \quad (1.5)$$

$$|y_1| \leq \ln \left(1/x_t + \sqrt{1/x_t^2 - 1} \right). \quad (1.6)$$

Для учета поправок высшего порядка ТВ КХД служит множитель K (K -фактор). Величина K -фактора зависит от экспериментального определения струи, абсолютной калибровки детекторов, используемого масштаба Q^2 и выбора структурных функций. Мы использовали структурные функции из работы [11] с мягкой глюонной структурной функцией с $\Lambda = 200$ МэВ и p_t как масштаб для жесткого рассеяния (DO set 1).

На рис.1а и б инклузивное сечение $d^2\sigma/dp_t dy(y=0)$, вычисленное с использованием формул (1.1)-(1.6), сравнивается с данными UA1 [3] при $5.5 \text{ ГэВ/с} < p_t < 25 \text{ ГэВ/с}$ и данными CDF [5] при $35 \text{ ГэВ/с} < p_t < 300 \text{ ГэВ/с}$. При $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$ $K \simeq 2,5$, что несколько больше величины $K = 2$ из [3]. При $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$ $K \simeq 1,4$. Из этого сравнения видно, что ТВ КХД хорошо согласуется с экспериментом и что K -фактор имеет сильную зависимость от \sqrt{s} .

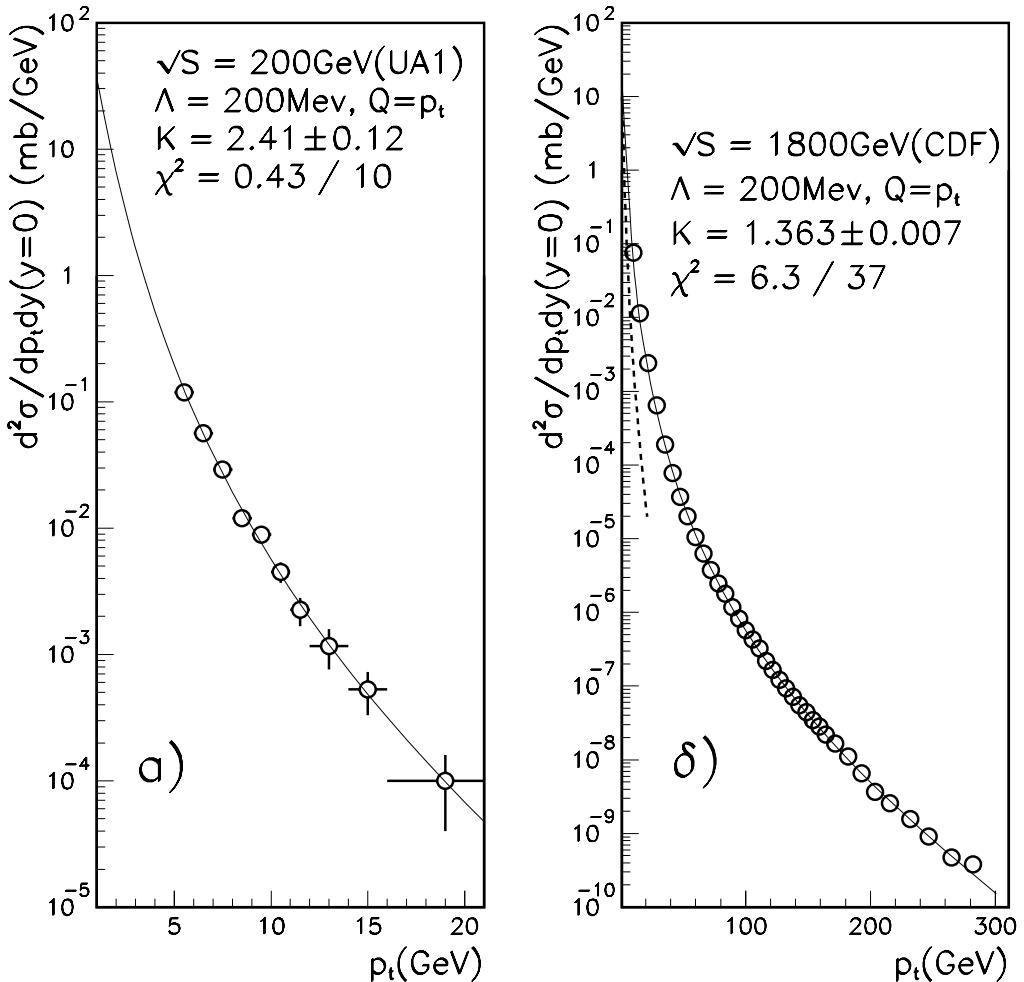


Рис. 1. Сравнение инклузивного сечения жесткого рассеяния партонов $d^2\sigma/dp_t dy(y=0)$, вычисленное в низшем порядке ТВ КХД для pp -столкновений по формулам (2.1)-(2.6), с экспериментом: а) – для эксперимента UA1 данные из [3] $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$; б) – для эксперимента CDF данные из [6] $\sqrt{s} = 1800 \text{ ГэВ}$. Значение K -фактора определяется из фита.

С тем же самым набором структурных функций мы можем вычислить сечение квазиупругого рассеяния partонов с $p_t > p_0$:

$$d\sigma_h^{pp} \equiv d\sigma_h^{pp}(p_0, \sqrt{s}) = \int_{p_0^2}^{s/4} dp_t^2 dy_1 dy_2 \frac{1}{2} \frac{d\sigma_h^{pp}}{dp_t^2 dy_1 dy_2}. \quad (1.7)$$

Для расчета распределения поперечной энергии от процессов жесткого рассеяния partонов в конкретном детекторе необходимо определить функцию аксептанса, так как в детектор могут попасть либо оба partона ($E_t = 2p_t$), либо один ($E_t = p_t$), либо ни одного ($E_t = 0$). Если импульсы partонов направлены в противоположные стороны в поперечной плоскости, то $p_1 \equiv (p_t, \phi, y_1)$, $p_2 \equiv (p_t, \phi + \pi, y_1)$. Функция аксептанса $\epsilon(p) = 1$, если partон с импульсом p попадает в детектор, и $\epsilon(p) = 0$, если partон не наблюдается в детекторе.

E_t -распределение от единичного процесса квазиупругого рассеяния partонов можно записать в виде ($\epsilon_1 \equiv \epsilon(\phi, y_1)$, $\epsilon_2 \equiv \epsilon(\phi + \pi, y_2)$)

$$\frac{d\sigma_h^{pp}}{dE_t} = \int dp_t dy_1 dy_2 \frac{d\phi}{2\pi} \delta(E_t - (\epsilon_1 + \epsilon_2)p_t) \frac{1}{2} \frac{d\sigma_h^{pp}}{dp_t dy_1 dy_2}. \quad (1.8)$$

Первый момент уравнения (1.8) есть уравнение (1.7), и он не зависит от функции аксептанса. E_t - и E_t^2 -моменты получаются в виде

$$\begin{aligned} \langle E_t \rangle_h^{pp} \sigma_h^{pp}(p_0) &= \int dp_t dy_1 dy_2 \frac{d\phi}{2\pi} \frac{1}{2} \frac{d\sigma_h^{pp}}{dp_t dy_1 dy_2} (\epsilon_1 + \epsilon_2) p_t, \\ \langle E_t^2 \rangle_h^{pp} \sigma_h^{pp}(p_0) &= \int dp_t dy_1 dy_2 \frac{d\phi}{2\pi} \frac{1}{2} \frac{d\sigma_h^{pp}}{dp_t dy_1 dy_2} (\epsilon_1 + \epsilon_2)^2 p_t^2. \end{aligned} \quad (1.9)$$

2. E_t -распределение жестких partонов в столкновениях тяжелых ионов

При переходе к ядерно-ядерным взаимодействиям мы предполагаем, что взаимодействие ядер есть независимое взаимодействие между нуклонами и что ядерная структурная функция аддитивна

$$f^A(x, p_t^2) = A f(x, p_t^2), \quad (2.1)$$

отсюда получаем

$$d\sigma_h^{AB} = AB d\sigma_h^{pp} \quad (2.2)$$

для инклузивного сечения. Влиянием ядерного экранирования структурной функции мы пренебрегаем.

В соответствии с уравнением (2.1) жесткая компонента в $(A + B)$ -столкновении слагается из независимых $(p + p)$ -столкновений. Среднее число жестких столкновений, которое испытывает нуклон проходя через ядро A с прицельным параметром \vec{b} , равно $T_A(\vec{b})\sigma_h^{pp}$, где $T_A(\vec{b})$ есть функция толщины ядра.

Среднее число жестких столкновений в случае $(A + B)$ -соударений при прицельном параметре \vec{b} задается выражением

$$\bar{N}^{AB}(\vec{b}) = T_{AB}(\vec{b}) \sigma_h^{pp}(p_0), \quad (2.3)$$

где $T_{AB}(\vec{b}) = \int d^2\vec{s} T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s})$ есть функция перекрытия ядер (см. приложение в работе [12]). Отсюда можно получить выражение для распределения по E_t

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_h^{AB}}{dE_t} &= \int d^2\vec{b} \sum_{N=1}^{\infty} \frac{[\bar{N}(\vec{b})]^N}{N!} \exp[-\bar{N}(\vec{b})] \times \\ &\times \int \prod_{i=1}^N dE_{T_i} \frac{1}{\sigma_h^{pp}} \frac{d\sigma_h^{pp}}{dE_{T_i}} \delta(E_t - \sum_{i=1}^N E_{T_i}). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Сделав подстановку $\delta(E_t - \sum E_{T_i}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\tau(E_t - \sum E_{T_i})} d\tau$ и просуммировав по N , получим

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_h^{AB}}{dE_t} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\tau}{2\pi} \int d^2\vec{b} \times \\ &\times \exp \left\{ i\tau E_t + T_{AB}(\vec{b}) \int dy_1 dy_2 dp_t \frac{1}{2} \frac{d\sigma_h}{dp_t dy_1 dy_2} [\exp[-i\tau(\epsilon_1 + \epsilon_2)p_t] - 1] \right\} - \\ &- \delta(E_t) \int d^2\vec{b} \exp[-\bar{N}^{AB}(\vec{b})]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Последний член есть вклад из $(A + B)$ -столкновений без жестких партон-партональных столкновений. Для $E_t \gg p_0$ мы можем разложить $[\exp[-i\tau(\epsilon_1 + \epsilon_2)p_t] - 1]$ по степеням τ до квадратичного члена включительно и, проинтегрировав по τ , получим для $E_t > 0$

$$\frac{d\sigma_h^{AB}}{dE_t} = \int d^2\vec{b} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(\vec{b})}} \exp \left\{ -\frac{[E_t - \bar{E}_t^{AB}(\vec{b})]^2}{2\sigma^2(\vec{b})} \right\}, \quad (2.6)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{E}_t^{AB}(\vec{b}) &= T_{AB}(\vec{b}) \sigma_h^{pp}(p_0) \langle E_t \rangle_h^{pp}, \\ \sigma^2(\vec{b}) &= T_{AB}(\vec{b}) \sigma_h^{pp}(p_0) \langle E_t^2 \rangle_h^{pp}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Уравнения (2.3) и (2.7) демонстрируют, что число партонов, среднее значение и дисперсия для распределения по E_t в столкновениях тяжелых ионов равны значению функции перекрытия $T_{AB}(\vec{b})$, умноженной на сечение жесткого рассеяния или на E_t - и E_t^2 -моменты для pp -столкновений из (1.9).

Проинтегрировав по E_t в уравнении (2.5), получим выражение для инклузивного сечения

$$\sigma_h^{AB}(p_0) = \int d^2\vec{b} [1 - \exp[-T_{AB}(\vec{b}) \sigma_h^{pp}(p_0)]]. \quad (2.8)$$

3. Вклад от мягких процессов

Из анализа экспериментальных данных [7,14,15] при $\sqrt{s} = 20$ ГэВ следуют два важных вывода:

- для описания экспериментальных данных нет необходимости включать жесткие процессы, т.е. вклад их мал;
- экспериментальные данные удовлетворительно описываются в предположении независимых нуклон-нуклонных взаимодействий.

В дальнейшем мы предполагаем для pp -столкновений:

- жесткие и мягкие процессы происходят независимо;
- мягкая компонента не зависит от \sqrt{s} , и значение E_t -моментов для мягких процессов будет определяться из анализа экспериментальных данных при $\sqrt{s} = 20$ ГэВ.

Тогда при фиксированном \vec{b} суммарное E_t -распределение задается уравнением (2.6) с соотношениями:

$$\begin{aligned}\bar{E}_t^{AB}(\vec{b}) &= T_{AB}(\vec{b})[\sigma_h^{pp}(p_0)\langle E_t \rangle_h^{pp} + \sigma_s^{pp}\langle E_t \rangle_s^{pp}], \\ \sigma^2(\vec{b}) &= T_{AB}(\vec{b})[\sigma_h^{pp}(p_0)\langle E_t^2 \rangle_h^{pp} + \sigma_s^{pp}\langle E_t^2 \rangle_s^{pp}].\end{aligned}\quad (3.1)$$

Жесткая часть в уравнении (3.1) берется из уравнения (2.2), мягкая — из анализа коллаборации HELIOS [7]. Анализ был сделан в терминах уравнений (2.6) и (3.1), куда включалась только мягкая компонента. Для $(S + PB)$ -столкновений $\langle E_t \rangle_s^{pp} = 1,04$ ГэВ и $\langle E_t^2 \rangle_s^{pp} = 3.57$ ГэВ² для $-2,9 < y < 0,1$. Умножив на $\sigma_s^{pp} = 32$ мб и разделив на фактор 2,3 для области $|y| < 0,5$, получим следующие величины для E_t -моментов:

$$\sigma_s^{pp}\langle E_t \rangle_s^{pp} = 15 \text{ мб ГэВ}, \quad \sigma_s^{pp}\langle E_t^2 \rangle_s^{pp} = 50 \text{ мб ГэВ}^2. \quad (3.2)$$

4. Струи как проба кварк-глюонной плазмы

Из данных коллаборации HELIOS [13] следует, что в центральной области $|\eta| \leq 1$ E_t имеет слабую зависимость от псевдобыстроты и, естественно, не зависит от полярного угла ϕ . Тогда распределение поперечной энергии в окружности радиуса R_J в пространстве $\eta * \phi$ при фиксированном прицельном параметре \vec{b} и $E_t > 0$ (см. (2.6)) будет подчиняться распределению Гаусса со следующими параметрами:

$$\bar{E}_t^J = \bar{E}_t^{AB}(\vec{b}) \frac{S_J}{S_D}, \quad \sigma_J^2 = \sigma^2(\vec{b}) \frac{S_J}{S_D}, \quad (4.1)$$

где $S_J = \pi R_J^2$ и $S_D = 2\pi 2\eta_D$, а $\bar{E}_t^{AB}(\vec{b})$ и $\sigma^2(\vec{b})$ берутся из формулы (2.7). $\eta_D = 0,5$ для вычисления E_t - и E_t^2 -моментов в (2.2) для жестких процессов и в (3.2) для мягких процессов.

Тогда вероятность образования “ложной” струи с энергией E_t^J и радиусом R_J в событии с фиксированным прицельным параметром \vec{b} есть вероятность того, что поперечная энергия E_t превышает среднюю поперечную энергию \bar{E}_t^J на E_t^J . Используя (2.8), получаем выражение для сечения образования “ложных” струй с поперечной энергией большей чем E_t^J :

$$\Delta\sigma_f(\vec{b}) \approx d^2\vec{b} \left\{ 1 - \exp[-T_{AB}(\vec{b})(\sigma_h^{pp}(p_0) + \sigma_s^{pp})] \right\} P(E_t > \bar{E}_t^J + E_t^J) * N_J, \quad (4.2)$$

где $N_J = S_D/S_J$ и $\eta_D = 1.0 - R_J$.

Сечение образования “истинных” струй с энергией, большей E_t^J , равно

$$\Delta\sigma_t(\vec{b}) = d^2\vec{b} \left\{ 1 - \exp[-T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{hD}^{pp}(E_t^J)] \right\}, \quad (4.3)$$

где сечение $\sigma_{hD}^{pp}(E_t^J)$ вычисляется с учетом акцептанса по формуле, аналогичной формулам (1.9) для E_t -моментов:

$$\sigma_{hD}^{pp}(E_t^J) = \int dp_t^2 dy_1 dy_2 \frac{d\phi}{2\pi} \frac{1}{2} \frac{d\sigma_h^{pp}}{dp_t^2 dy_1 dy_2} (\epsilon_1 + \epsilon_2). \quad (4.4)$$

Определим коэффициент чистоты C как отношение сечения “ложных” струй к сечению “истинных” струй

$$C = \frac{\Delta\sigma_f}{\Delta\sigma_t}. \quad (4.5)$$

Из общих соображений понятно, что для экспериментального выделения “истинных” струй коэффициент чистоты должен быть маленькой величиной. Это можно реализовать в столкновениях легких ядер или в столкновениях тяжелых ядер при больших прицельных параметрах. Из теоретических оценок следует, что для формирования КГП [1] наиболее благоприятные условия создаются в центральных столкновениях тяжелых ядер. В этом случае для уменьшения C остаются только две степени свободы — поперечная энергия и радиус струи.

Поперечная энергия струи ограничена сверху величиной светимости. Для детектора STAR [16] в центральных $AuAu$ -столкновениях при интегральной светимости $\int L dt = 2 \times 10^{33}$ см⁻² ожидаемая граничная поперечная энергия $50 \div 60$ ГэВ. На рис.2 при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $K = 2,5$ для центральных $AuAu$ -столкновений показаны графики коэффициентов чистоты для трех значений радиуса струи $R_J = 0,3; 0,5; 0,7$.

Как видим, при $R_J = 0,3$ достигается наименьшее значение C ($C \approx 300 \div 500$ при $E_t^J = 50 \div 60$ ГэВ). Рис.3 отличается от рис.2 только значением $K = 1,0$. Величина C сильно зависит от K -фактора ($C \approx 2 \div 20$ при $E_t^J = 50 \div 60$ ГэВ). Однако надо отметить, что для pp -взаимодействий при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ экспериментальные данные хорошо описываются при $K = 2,5$. Отсюда следует, что при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ для выделения “истинных” струй необходимо дополнительное подавление “ложных” струй на $3 \div 4$ порядка.

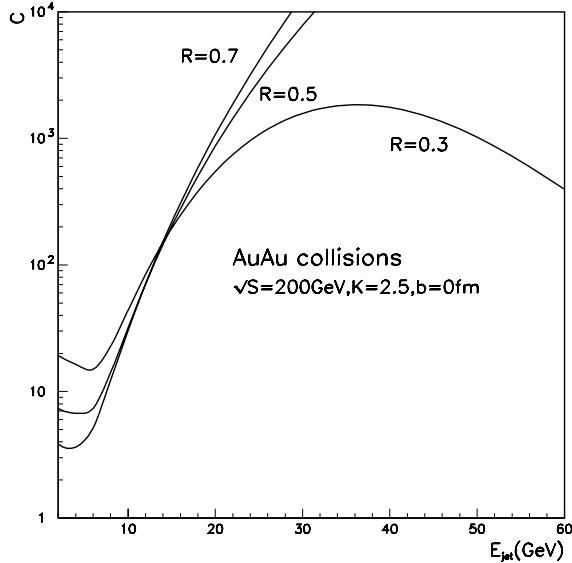


Рис. 2. Зависимость коэффициента чистоты C от поперечной энергии струи E_t для центральных $AuAu$ -столкновений при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $K = 2, 5$ при трех значениях радиуса струи $R = 0, 3; 0, 5; 0, 7$.

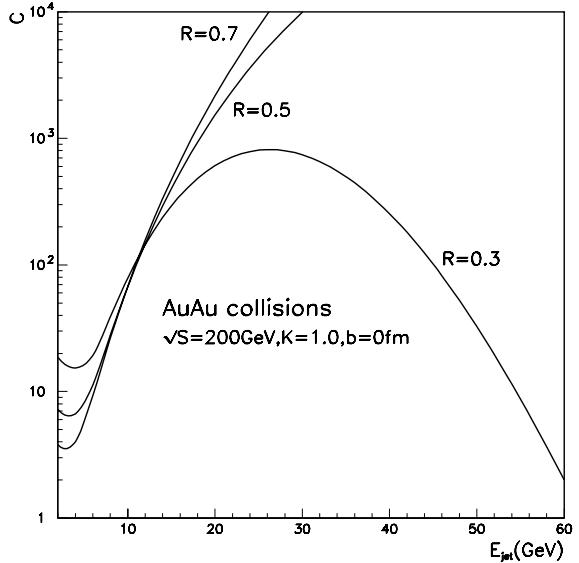


Рис. 3. Зависимость коэффициента чистоты C от поперечной энергии струи E_t для центральных $AuAu$ -столкновений при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $K = 1, 0$ при трех значениях радиуса струи $R = 0, 3; 0, 5; 0, 7$.

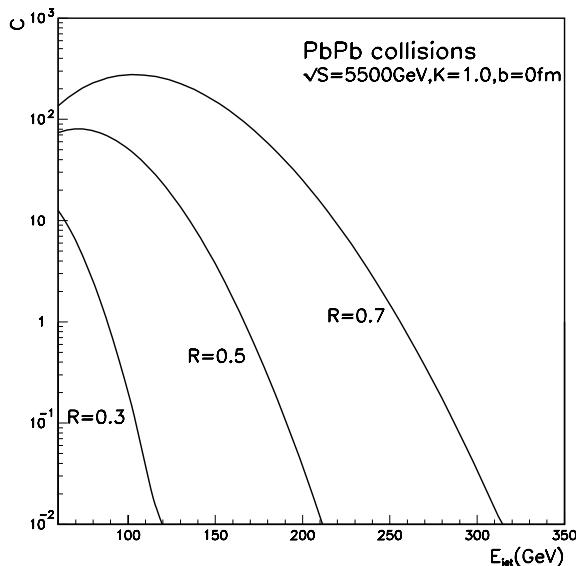


Рис. 4. Зависимость коэффициента чистоты C от поперечной энергии струи E_t для центральных $PbPb$ -столкновений при $\sqrt{s} = 5500$ ГэВ и $K = 1, 0$ при трех значениях радиуса струи $R = 0, 3; 0, 5; 0, 7$.

Ситуация меняется при переходе от энергий RHIC ($\sqrt{s} = 200$ ГэВ) к энергиям LHC ($\sqrt{s} = 5500$ ГэВ). Для $|\eta| \leq 0.5$ в центральных $PbPb$ -столкновениях при интегральной светимости $\int L dt = 2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}$ ожидаемая граничная поперечная энергия $200 \div 250$ ГэВ. Как видно из рис.4, при таких энергиях струи $C \leq 0, 1$ при $R_J \leq 0, 5$ и $C \simeq 1$ при $R_J = 0, 7$, что существенно меньше, чем в случае $\sqrt{s} = 200$ ГэВ.

Заключение

Выделение струй в центральных ядерно-ядерных столкновениях как отдельно наблюдаемых объектов затруднено по сравнению с адрон-адронными взаимодействиями. Одной из основных причин этого являются флуктуации поперечной энергии. При достаточно больших значениях E_t^J возможно выделение струй, но величина E_t^J ограничена интегральной светимостью. Для $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $E_t^J = 40 \div 60$ ГэВ необходимо использование дополнительной информации для подавления “ложных” струй. Следует также отметить, что флуктуации поперечной энергии ухудшают энергетическое разрешение и по порядку величины сравнимы с собственным энергетическим разрешением струи.

Список литературы

- [1] QM88. / Ed. G.Baym et al.// Nucl.Phys. 1989, v. A498, p. 1;
QM90. / Ed. J.P.Blaizot et al.// Nucl.Phys. 1991, v. A525, p. 1.
- [2] Bjorken J.D. Fermilab report No.Fermilab.Pub-82/59-THY(1982);
Appel D.A.// Phys.Rev. 1986, v. D33, p. 717.
- [3] UA1 Collab. Albajar C. et al.// Nucl.Phys., 1988, v. B309, p. 405.
- [4] UA2 Collab. Alitti J. et al.// Phys.Lett., 1985, v. B165, p. 441.
- [5] CDF Collab. Abe F. et al.// Phys.Rev.Lett. 1992, v. 68, p. 1105.
- [6] Banner M. et al.// Phys.Lett. 1982, v. B118, p. 203;
Arnison G. et al.// Phys.Lett. 1983, v. B123, p. 115;
Appel J. et al.// Phys.Lett. 1985, v. B165, p. 441.
- [7] HELIOS Collab. Åkesson T. et al.// Phys.Lett. 1985, v. B214, p. 295;
HELIOS Collab. Åkesson T. et al. CERN preprint CERN-EP/88-21.
- [8] Wang X.N., Gyulassy M.// Phys.Rev. 1991, v. D44, p. 3501;
Wang X.N., Gyulassy M.// Phys.Rev.Lett. 1992, v. 68, p. 1480.
- [9] Flaugher B., Meier K. FERMILAB-Conf-90/248-E.
- [10] STAR Collab. Pavlinov A. Star Note 183;
STAR Collab. Christie B., Shesternanov K. Star Note 196.
- [11] Duke D.W. and Owens J.F.// Phys.Rev. 1984, v. D30, p. 49.
- [12] Eskola K.J., Kajantie K. and Lindfors J.// Nucl.Phys., 1989, v. B323, p. 37;
Eskola K.J. In: Large Hardron Colider Workshop, 1990. CERN 90-10, vol.II,
p. 1195.

- [13] Combridge B.L. and Maxwell J.C.// Nucl.Phys. 1984, v. **239**, p. 429;
Halzen F. and Hoyer P.// Phys.Lett., 1983, v. **130**, p. 326.
- [14] Jackson A.D. and Bøqqild H.B.// Nucl.Phys., 1987, v. **A470**, p. 669.
- [15] Ochiai T.// Z.Phys. 1987, v. **C35**, p. 741; Prog.Theor.Phys. 1987, v. **78**, p. 741.
- [16] Conceptual Design Reports for the Solenoidal Tracker at RHIC.
The STAR Collaboration, PUB-5347(1992).

Рукопись поступила 30 августа 1996 г.

А.И.Павлинов

О возможности использования струй адронов для теста образования кварк-глюонной плазмы в ядерно-ядерных взаимодействиях.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L_AT_EX.

Редактор Л.Ф.Васильева.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 04.09.96. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 1.25. Уч.-изд.л. 0.96. Тираж 240. Заказ 809. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 96-70, И Ф В Э, 1996
