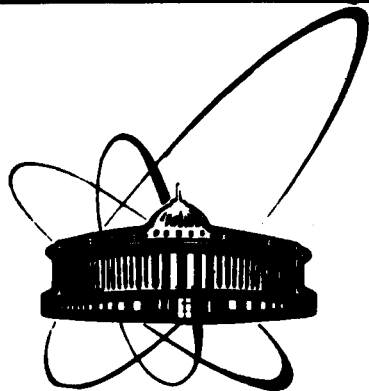


89-346



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

A 615

P7-89-346

Н.С.Амелин, К.К.Гудима *, В.Д.Тонеев

МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН
И УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИЕ
СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* ИФ АН МолдССР, Кишинев

1989

ВВЕДЕНИЕ

Проведенные в ЦЕРН эксперименты по взаимодействию ультра-релятивистских ядер кислорода и серы с ядерными мишенями, когда ядерная материя находится в экстремальных условиях^{/1/}, направлены на поиск новых явлений. Первым шагом на этом пути стали попытки понять столкновения ядер в рамках обычной физики, под которой подразумевается модель многократного рассеяния. В аналитических моделях многократного рассеяния трудно провести точные вычисления^{/2/} и учесть экспериментальные особенности при сопоставлении результатов расчетов и экспериментов. Трудности преодолеваются в моделях, использующих метод Монте-Карло и реализованных в виде программ-генераторов событий. Известные монте-карловские модели являются экстраполяцией, на случай столкновения ядер, струнных моделей^{/3-6/} неупругих взаимодействий нуклонов. В струнных моделях^{/3-6/} рождение частиц происходит посредством образования и распада кварк-глюонных струн - возбужденных объектов, состоящих из кварков, связанных глюонной струной. Среди моделей^{/3-6/} можно выделить модели "с передачей цвета", в которых переданный импульс считается незначительным. Пример такого процесса рассмотрен на рис. 1а. Массы струн здесь есть следствие продольного движения кварков - конstituентов. Модели данной группы представлены программами-генераторами IRIS^{/7/}, VENUS^{/8/}, MCFM^{/9/} и HOLIAF^{/10/}. Вторая группа моделей - это модели "без передачи цвета" /рис. 1б/. Массы струн в них возникают в результате передачи импульса. Вторую группу моделей представляют программы FRITIOF^{/11/} и ATILA^{/12/}.

Процедура моделирования для обеих групп моделей предполагает выполнение трех шагов: определение конфигурации взаимодействующих нуклонов, образование кварк-глюонных струн и независимый распад кварк-глюонных струн на наблюдаемые адроны. В конкретной реализации каждого шага заключаются отличия в моделях^{/7-12/}.

В данной работе, которая является продолжением работ^{/13,14/}, развита монте-карловская модель кварк-глюонных струн, предназначенная для описания неупругого взаимодействия ядер. Мы существенно образом опирались на результаты работ^{/4,5,15/}. В модели учитывались процессы с передачей цвета и передачей импульса.

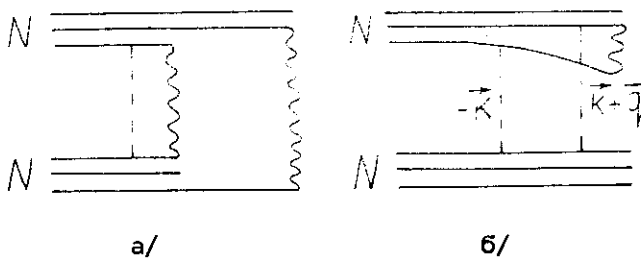


Рис. 1. Кварк-глюонная структура нуклон-нуклонного взаимодействия "с передачей цвета" /а/ и "без передачи цвета" /б/.

Сплошные линии на рисунке обозначают

кварки, пунктирные - глюоны, а волнистые линии - глюонные струны.

Мы моделировали взаимодействия только при одной начальной энергии, 200 ГэВ на нуклон. Сначала проверили описание моделью pp- и pXe-столкновений, затем применили ее для расчета неупругих столкновений ядер кислорода с различными ядерными мишенями и сравнили результаты расчетов с результатами экспериментов¹⁹⁻²². И, наконец, использовали модель для расчета неупругих столкновений ядер золота.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Определение конфигурации взаимодействующих нуклонов

Для столкновения ядер с прицельным параметром реджеонный подход, т.е. учет того, что упругое взаимодействие между нуклонами происходит посредством обмена одним или несколькими померонами, дает возможность определить вероятность конфигурации взаимодействующих нуклонов Ω ^{/2/}

$$P_{\Omega}(\vec{b}) = \int \prod_{(i,j) \in \Omega} P_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j) \prod_{(k,l) \notin \Omega} (1 - p_{in}(\vec{x}_k - \vec{y}_l)) \cdot T_A(\vec{x}_1) \cdot$$

$$\cdot T_A(\vec{x}_2) \dots T_B(\vec{y}_B - \vec{b}) d\vec{x}_1 \cdot d\vec{x}_2 \dots d\vec{y}_B. \quad /1/$$

В /1/ $T(\vec{x}) = \int \rho(\vec{x}, z) dz$ выражается через плотность нуклонов в ядре $\rho(\vec{x}, z)$. Выражение /1/ означает, что неупругое взаимодействие двух других ядер сводится к независимым неупругим взаимодействиям отдельных нуклонов. На выражении /1/ основан алгоритм моделирования конфигурации взаимодействующих нуклонов.

Из условия

$$\rho(R) / \rho(0) = \alpha, \quad /2/$$

где $a = 0,05$, находились радиусы ядер R . При генерации координат нуклонов использовалась стандартная форма плотности нуклонов в ядре

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 / (1 + \exp(\frac{r-a}{b})), & A \geq 12, \\ \rho_0 \cdot \exp(-r^2/R_1^2), & A < 12, \end{cases} \quad /3/$$

с параметрами $b = 0,545$ фм и $a = r_0 \cdot A^{1/3}$ фм, где $r_0 = 1,07$ фм. Для ядер с $A < 12$ параметр R_1 зависит от конкретного ядра. Ядра-сферы заполнялись нуклонами при условии, что расстояния между ними больше $0,8$ фм. Для каждого нуклона ядра разыгрывался фермиевский импульс \vec{p} , лежащий в пределах $0 \leq |\vec{p}| \leq p_F$. Максимальный фермиевский импульс нуклона

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} \cdot \hbar \rho^{1/3}(r), \quad /4/$$

где $\hbar = 0,197$ фм ГэВ/с. При определении координат и импульсов нуклонов предполагалось изотропное распределение по углу $\phi \in (0, 2\pi)$ и $\cos \theta \in (-1, 1)$. В пределах $0 \leq |\vec{b}| \leq R_A + R_B$ и равномерно по углу разыгрывался прицельный параметр \vec{b} для столкновения ядер с радиусами R_A и R_B . Налетающее ядро "сдвигалось" на этот параметр.

Вероятность неупругого столкновения нуклонов i и j в зависимости от квадрата прицельного параметра $b_{ij}^2 = (\vec{x}_i - \vec{y}_j)^2$ определяется в модели "квазизыканала" /15/

$$p_{in}(b_{ij}^2, s) = \frac{1}{c} [1 - \exp(-2u(b_{ij}^2, s))] \quad /5/$$

через чисто мнимую амплитуду упругого рассеяния нуклонов с обменом померонам в представлении прицельного параметра

$$u(b_{ij}^2, s) = z(s) \exp(-b_{ij}^2 / 4\lambda(s)). \quad /6/$$

Величины $z(s)$ и $\lambda(s)$, зависящие от квадрата полной энергии в системе центра масс сталкивающихся нуклонов s , выражаются через параметры траектории померона $\alpha'_P = 0,21$ ГэВ $^{-2}$ и $\alpha_{2P}(0) = 1,11$ ГэВ $^{-2}$ и параметры вершины связи померона с нуклоном $R_P^2 = 3,2$ ГэВ $^{-2}$ и $\chi_P = 3,5$ ГэВ $^{-2}$,

$$z(s) = \frac{c\gamma_P}{\lambda(s)} \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_P(0) - 1}, \quad /7/$$

$$\lambda(s) = R_P^2 + \alpha'_P \ln\left(\frac{s}{s_0}\right). \quad /8/$$

В /7/ и /8/ коэффициент ливневого усиления $c = 1,5$ определяет вклад дифракционной диссоциации, а $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ - размерный параметр. В широкой области изменения s модель "квазиэканала" описывает полное сечение и наклон распределения по переднему импульсу в упругом рассеянии нуклонов. Полная вероятность взаимодействия $p_{\text{tot}}(b_{ij}^2, s)$ и вероятность дифракционной диссоциации нуклонов $p_d(b_{ij}^2, s)$ определяются как

$$p_{\text{tot}}(b_{ij}^2, s) = \frac{2}{c} [1 - \exp(-u(b_{ij}^2, s))], \quad /9/$$

$$p_d(b_{ij}^2, s) = (c - 1) [p_{\text{tot}}(b_{ij}^2, s) - p_{\text{in}}(b_{ij}^2, s)]. \quad /10/$$

В моделях /7-12/ для p_{in} используют не зависящие от s приближения "черного" /8,11,12/ $p_{\text{in}}(b_{ij}^2) = \theta(b_{ij}^2 - \frac{\sigma_{\text{in}}}{\pi})$ или "серого" /7,9,10/ $p_{\text{in}}(b_{ij}^2) = \frac{a\sigma_{\text{in}}}{\pi} \exp(-ab_{ij}^2)$ дисков с заданным сечением неупругого взаимодействия нуклонов σ_{in} .

В расчетах мы использовали два варианта модели: вариант "1P", когда максимальное число n -пар струн, образованных при однократном столкновении нуклонов, равно 1, и вариант "3P", когда это число равно 3.

Вероятность образования n -пар кварк-глюонных струн при неупругом столкновении нуклонов определяется через $u(b_{ij}^2, s)$ /15/

$$p_{\text{in}}^n(b_{ij}^2, s) = \frac{[2u(b_{ij}^2, s)]^n}{n!} \exp[-2u(b_{ij}^2, s)]. \quad /11/$$

Образование кварк-глюонных струн

На рис. 2 показана схема образования кварк-глюонных струн в результате двухкратного неупругого взаимодействия нуклона из ядра-снаряда на двух нуклонах ядра-мишени.

Предполагалось, что нуклон может состоять из валентного кварка и валентного дикварка, а также кварк-антикварковых пар из моря. Валентные кварки имеют равную, не зависящую от аромата, вероятность оказаться на концах струны. Вероятность

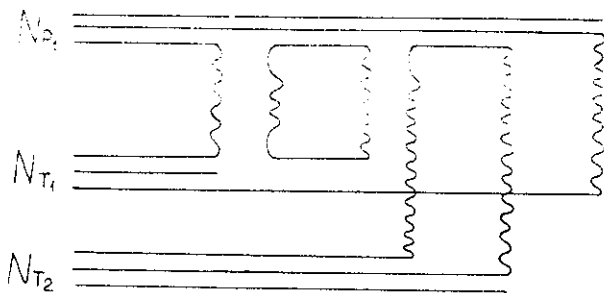


Рис. 2. Кварк-глюонная структура неупругого рассеяния нуклона из ядра-снаряда N_{P1} на двух нуклонах из ядра-мишени N_{T1} и N_{T2} . Обозначения те же, что и на рис. 1.

оказаться на концах струны странного или очарованного морского кварка /антикварка/ по отношению к u - или d -кварку /антикварку/ подавлена в γ_s или γ_c раз.

Следует заметить, что в модели имеется возможность рождения очарованных адронов, которая не учитывалась при конкретных расчетах.

Мы рассматривали столкновения нуклонов в системе их центра масс, где импульс налетающего нуклона равен p_0 . Продольный импульс конstituентов в нуклоне p_z определялся с помощью плотности вероятности найти конstituент с долей

$$x \doteq \frac{p_z}{p_0}$$

$$u(x_1, x_2, \dots, x_{2n}) = u_0 \delta(1 - \sum_{i=1}^{2n} x_i) \cdot u_{v_1}(x_1) u_s(x_2) \dots u_{v_2}(x_{2n}). \quad /12/$$

В /12/ u_0 - нормировочная постоянная. Дельта-функция учитывает, что конstituенты уносят весь импульс нуклона. Функции распределения для валентного кварка $u_{v_1}(x_1)$, морских кварков /антикварков/ $u_s(x_2) \dots$ и дикварка $u_{v_2}(x_{2n})$ выбирались в виде /4/

$$u_{v_1}(x_1) = \frac{1}{\sqrt{x_1}},$$

$$u_s(x_2) = \frac{1}{\sqrt{x_2}},$$

...

$$u_{v_2}(x_{2n}) = x^\beta.$$

/13/

Показатель β имеет значения 1,5 для $u\bar{d}$ -дикварка и 2,5 для $u\bar{u}$ -дикварка в протоне и значения 1,5 для $d\bar{d}$ -дикварка и 2,5 для $u\bar{d}$ -дикварка в нейтроне^{/4/}. Выбор функций /13/ соответствует в реджеонной теории учету "неусиленных" диаграмм - обмену не взаимодействующими померонами в упругом нуклон-нуклонном рассеянии^{/4/}.

Если для валентных кварков в моделях^{/7-10/} брались такие же функции $u_{v_1}(x_1)$, то для морских кварков $u_s(x_2) = \frac{1}{x_2}$. В мо-

делях^{/11-12/} для валентных кварков выбирались распределения $u_v(x) = \frac{1}{x}$.

В модели кварк-глюонных струн^{/3-5/} нет однозначного рецепта для выбора функции распределения конstituентов по поперечному импульсу. Чтобы объяснить рост среднего поперечного импульса частиц, рожденных в нуклон-нуклонных соударениях с энергией^{/13/}, мы предполагали, что импульс дикварка компенсирует поперечные импульсы других конstituентов в нуклоне. Их поперечные импульсы выбирались независимо друг от друга с помощью вероятности

$$f_1(\vec{p}_t) d\vec{p}_t = \frac{b_1}{\pi} \exp(-b_1 p_t^2) d\vec{p}_t \quad /14/$$

с $b_1 = 15 \text{ ГэВ}^{-2}$. В случае дифракционной диссоциации /рис. 16/ импульс, переданный невозбужденному нуклону, также определялся с помощью^{/14/}, но с наклоном $b_1 = 20 \text{ ГэВ}^{-2}$. Такой выбор позволил описать распределения по переданному импульсу, когда квадрат массы возбужденного в дифракционном процессе нуклона меньше 5 ГэВ^2 ^{/13/}.

Чтобы обеспечить выполнение закона сохранения энергии при независимой генерации продольного и поперечного импульсов, допускался "сход" конstituентов с массовой поверхности. Квадраты масс конstituентов вычислялись через x , p_t и P_0 .

Зная продольные и поперечные импульсы конstituентов, можно определить массы и импульсы образующихся струн. Если масса струны меньше массы адрона с тем же, что и струна, кварковым составом, то процедура розыгрыша x и p_t повторялась.

Для повышения эффективности работы программы в случае столкновения тяжелых ядер массе струны присваивалось значение массы адрона. Сохранение энергии обеспечивалось применением процедуры "коррекции", которая предложена в работе^{/17/}.

Мы использовали инвариантную переменную x в отличие от работ^{/3,4/}, где использовалась инвариантная переменная светового фронта x^+ .

$$x^+ = \frac{E + p_z}{E_0 + p_0} \approx 0.5 \cdot \left(x + \sqrt{x^2 + \frac{m_t^2}{p_0^2}} \right). \quad /15/$$

E и E_0 в /15/ обозначают соответственно энергию конститuenta и начальную энергию нуклона.

Для нашей энергии в случае небольших поперечных масс конститuentов эти переменные близки.

Распад кварк-глюонных струн на наблюдаемые адроны

Моделирование распада струны с заданной массой, импульсом и кварковым составом осуществлялось в системе покоя струны с осью z , выбранной вдоль направления полета ядер. Процедура моделирования распада основана на алгоритме Филда - Фейнмана /16/. При распаде струны выполнялись законы сохранения энергии-импульса и квантовых чисел. Рассматривались переходы кварков /антикварков/ в мезоны и барионы /антибарионы/ и переходы дикварков /антидикварков/ в барионы /антибарионы/ и мезоны.

Отношения вероятностей рождения кварк-антикварковых пар при разрыве струн брались равными.

$$P(u\bar{u}) : P(d\bar{d}) : P(s\bar{s}) : P(c\bar{c}) = 1 : 1 : \gamma_s : \gamma_c. \quad /16/$$

В конкретных расчетах параметры, определяющие выход странных и очарованных адронов, полагались равными $\gamma_s = 0,3$ и $\gamma_c = 0$. Отношения вероятностей образования дикварк-антидикварковых пар и кварк-антикварковых пар брались

$$P_{q\bar{q}, \bar{q}\bar{q}} : P_{q, \bar{q}} = \gamma_{\bar{B}B}. \quad /17/$$

Параметр $\gamma_{\bar{B}B}$, определяющий рождение барион-антибарионных пар, имел значение 0,16.

В "3P"-варианте модели считались равными вероятности образования псевдоскалярных и векторных мезонов из данных кварка и антикварка. В этом варианте также считались равными и вероятности образования барионов /антибарионов/ со спином 1/2 и спином 3/2 из кварка-дикварка. В "1P"-варианте модели для улучшения описания множественности заряженных частиц в рр-столкновениях эти вероятности относились как 3 к 1. Учитывалось смешивание кварковых пар с углом 45° у псевдоскалярных и 90° у векторных мезонов, если образовавшийся мезон - изоскаляр.

Вероятности перехода дикварков /антикварков/ в барионы /антибарионы/ и мезоны соотносились как

$$P_{qq \rightarrow B} : P_{qq \rightarrow M} = 3 : 2. \quad /18/$$

Поперечный импульс кварков /дикварков/ в вакуумной паре при нулевом поперечном импульсе самой пары разыгрывался в соответствии с вероятностью

$$f_2(\vec{p}_t) d\vec{p}_t = \frac{3b_2}{\pi(1 + b_2 p_t^2)^4} d\vec{p}_t, \quad /19/$$

где $b_2 = 0,34 \text{ ГэВ}^{-2}$.

Продольные импульсы p_z^h и энергии E^h адронов при фрагментации конstituентов с импульсами p_z^q и энергиями E^q определялись

через переменные $z = \frac{p_z^h + E^h}{p_z^q + E^q}$, которые генерировались рас-
пределением вида

$$f_q^h(z) = (1 + \alpha_q^h(p_t)) \cdot (1 - z)^{\alpha_q^h(p_t)}. \quad /20/$$

При $z \rightarrow 1$ функция /20/ совпадает с функцией фрагментации $D_q^h(z)$ конstituентов в адроны. Как показано в работе /5/, показатель $\alpha_q^h(p_t)$ зависит от аромата фрагментирующего конstituента и типа адрона, в который он фрагментирует, а также от поперечного импульса адрона p_t . Значения $\alpha_q^h(p_t)$ брались из работы /5/.

В работах /8-10/ значения $\alpha_q^h(p_t)$ выбирались с помощью функции фрагментации, экспериментально измеренной в процессах e^+e^- аннигиляции или глубоконеупругого лептон-нуклонного рассеяния при переданных импульсах $Q^2 \geq 5 \text{ ГэВ}^2$. Поведение этих функций при $z \rightarrow 1$ не удовлетворяет реджевским асимптотикам для мягких адронных взаимодействий /5/. Наш выбор функций $f_q^h(z)$ ближе к выбору в моделях /7,12,13/.

Поведение функций фрагментации $D_z^h(z)$ при $z \rightarrow 0$ как $1/z$ в нашей модели обеспечивается итерационной процедурой разрывов глюонной струны /16/.

Когда масса струны-остатка становилась меньше, чем $M_0 = M_R + \Delta M$, где M_R - масса резонанса с тем же, что и струна, кварковым составом, а $\Delta M = 0,3 \text{ ГэВ}$ для нестранных и $\Delta M = 0,5 \text{ ГэВ}$ для странных адронов, то происходил последний распад струны на два адрона. Импульсы и энергии адронов - продуктов распада в этом случае определялись уже не функциями /19/-/20/, а изотропией разлета адронов и их массами. При вы-

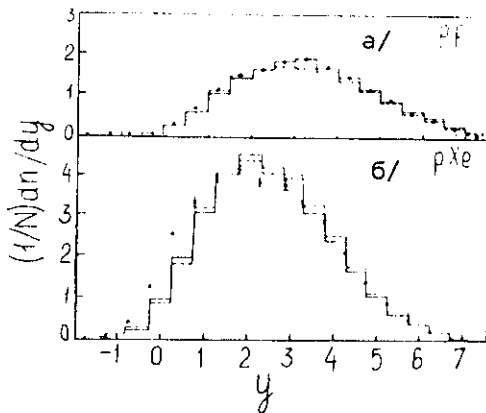


Рис. 3. Распределения заряженных частиц по η в pp-а/ и pXe б/-столкновениях. Точки \bullet взяты из работы /18/. Пунктирная гистограмма - расчет с помощью "1P"-варианта модели. Сплошная гистограмма - с помощью "3P"-варианта модели.

боре адронов производилась браковка по фазовому объему с вероятностью

$$P = \frac{1}{M_s} \lambda^{1/2} (M_s^2, m_1^2, m_2^2). \quad /21/$$

В /21/ $\lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc$, M_s - масса струны, а m_1 и m_2 - массы адронов.

После того как распад был завершен, осуществлялся переход в общую систему центра масс с помощью преобразований Лоренца и поворота импульсов продуктов распада. Углы Эйлера в матрице поворота определялись с помощью вектора одного из конstituентов, связанных глюонной струной в системе центра масс этих конstituентов.

Распад резонансов генерировался с помощью таблицы вероятностей каналов распада, взятой из ISAJET /17/.

Пример расчета с помощью нашей модели /использована программа-генератор событий COLLI/ 2000 неупругих столкновений протонов с протонами и ядрами представлен на рис.3. На этом рисунке рассчитанные распределения заряженных частиц по быстрой $y \approx \eta = -\ln(\text{tg} \frac{\theta}{2})$ / θ - угол вылета/ согласуются, за исключением области фрагментации ядра ксенона, с экспериментально измеренными распределениями /18/ для обоих вариантов модели.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА СТОЛКНОВЕНИЙ ЯДЕР

В этой части работы мы применили модель к расчету различных характеристик взаимодействий ядер кислорода с ядрами углерода, меди, серебра и золота и сравнили результаты расчета с результатами эксперимента WA 80 ^{/19-22/}. Для каждой пары ядер было сгенерировано 2000 неупругих взаимодействий. Обработка моделированных событий производилась в соответствии с критериями отбора в этом эксперименте. Они подробно описаны в работах ^{/19-22/}. Основной переменной, которая измерялась в эксперименте WA 80, была поперечная энергия E_t . Она определялась суммарной поперечной энергией частиц, псевдобыстроты η которых заключены в определенном интервале, "видимом" установкой.

$$E_t = \sum_{\eta_{\min} < \eta < \eta_{\max}} E_i \sin \theta_i . \quad /22/$$

В /22/ для мезонов E_i является полной энергией, а для барионов E_i - кинетической энергией. Поперечная энергия E_t связана с ($E_t \approx N \cdot \langle m_t \rangle$) множественностью частиц N , имеющих в среднем поперечную массу $\langle m_t \rangle$. Измеряя поперечную энергию, можно, согласно работе ^{/1/}, определить плотность энергии ϵ , которая достигается в ультрарелятивистских соударениях ядер ^{/1/}.

$$\epsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dE_t}{d\eta} \approx \frac{\langle m_t \rangle}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dN}{d\eta} . \quad /23/$$

В /23/ τ_0 - время адронизации, обычно принимаемое равным 1 фм/с и R - радиус налетающего ядра.

Для разделения периферических и центральных взаимодействий в установке WA 80 использовался вето-калориметр, который измерял энергию частиц в очень малом угле, менее $0,3^\circ$. Этот угол соответствует $\eta \approx 6$.

$$E_{\text{ВЕТО}} = \sum_{\eta_1 > \eta} E_i . \quad /24/$$

Критерием отбора неупругих столкновений /"минимальный триггер"/ служили регистрация по крайней мере одной заряженной частицы и измерение $E_{\text{ВЕТО}} \leq 0,88 E_0$ - начальной энергии. Центральные соударения ядер отбирались условием $E_{\text{ВЕТО}} \leq 0,5 \text{ ТэВ}$. Ниже будет продемонстрировано, что малым значениям $E_{\text{ВЕТО}}$ соответствуют большие значения E_t .

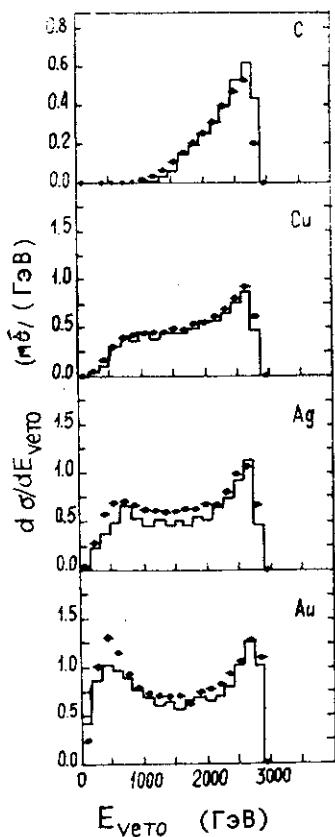


Рис. 4. Распределение по энергии E_{veto} в $O+C$, $O+Cu$, $O+Ag$ и $O+Au$ столкновениях. Точки \bullet / взяты из работы /19/. Гистограммы - расчет.

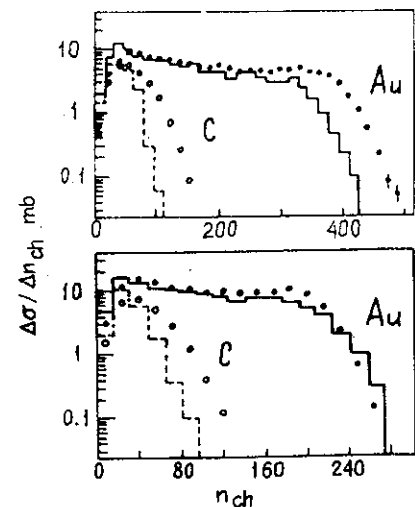


Рис. 5. Зависимость средней множественности заряженных частиц n_{ch} и ее дисперсии от энергии E_{veto} в $O+Au$ столкновениях. Гистограммы и вертикальные линии обозначают соответственно рассчитанную множественность и дисперсию. Точки \bullet - данные эксперимента /19/, а сплошные линии - это экспериментальный "коридор" дисперсии множественности.

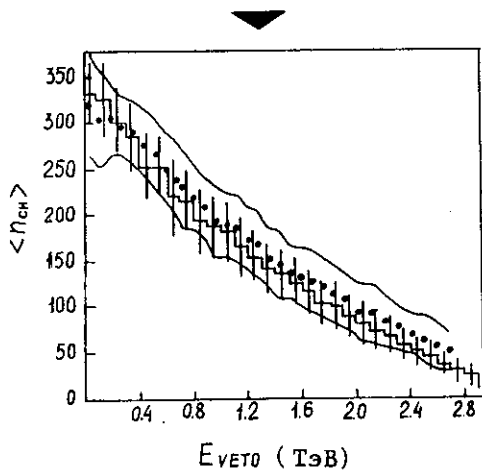


Рис. 6. Распределения по множественности заряженных частиц n_{ch} в интервале по η для $O+C$ и $O+Au$ столкновениях. Верхний рисунок - распределения в интервале $-1,7 \leq \eta \leq 4,2$ и нижний рисунок - в интервале $2,0 \leq \eta \leq 4,2$. Точки \circ и \bullet взяты из работы /20/. Сплошные и пунктирные гистограммы - расчет.

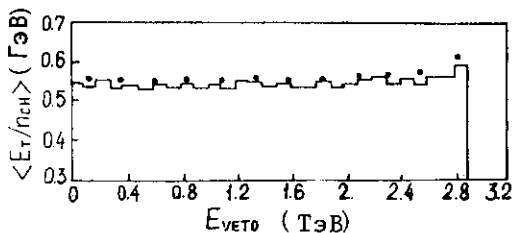


Рис. 7. Зависимость средней поперечной энергии на одну заряженную частицу от энергии $E_{\text{УЕТО}}$ для O+Au столкновений. Обозначения те же, что и на рис.4.

Рис. 8. Распределения по поперечной энергии E_t в O+C, O+Cu, O+Ag и O+Au столкновениях. Обозначения те же, что и на рис. 4.

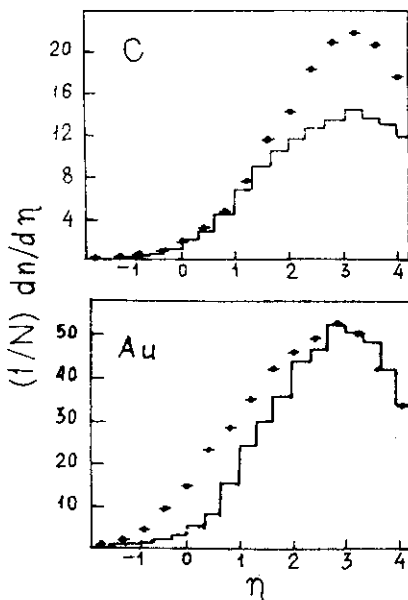
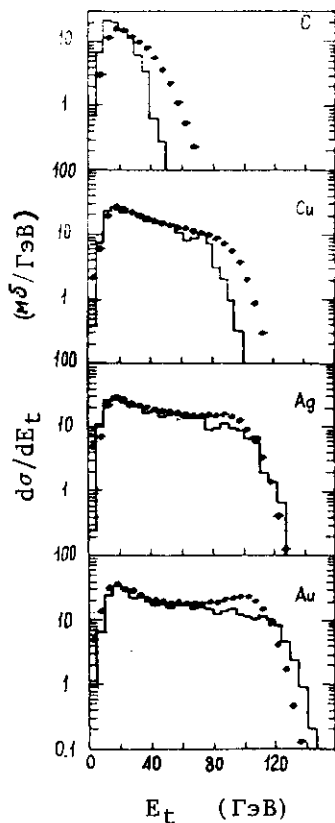


Рис. 9. Распределения заряженных частиц по η для O+C, и O+Au столкновений в событиях, выделенных "минимальным триггером". Точки \bullet - данные эксперимента /20/. Гистограммы - расчет.

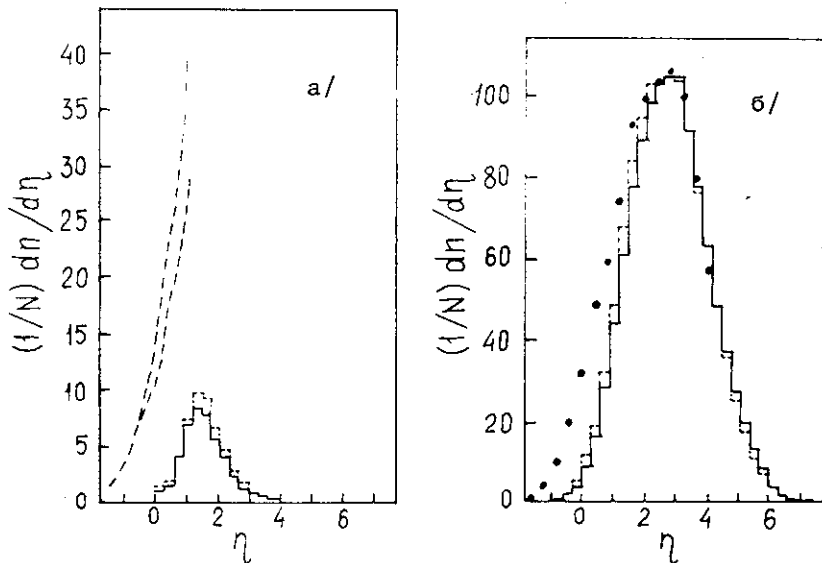


Рис. 10. Распределение заряженных частиц /б/ и протонов /а/ по η центральных столкновений O+Au. Точки \bullet взяты из работы /20/. Пунктирные линии - границы экспериментальных значений, взяты из работы /21/. Сплошные и пунктирные гистограммы - расчет соответственно по "1Р"- и "3Р"-вариантам модели.

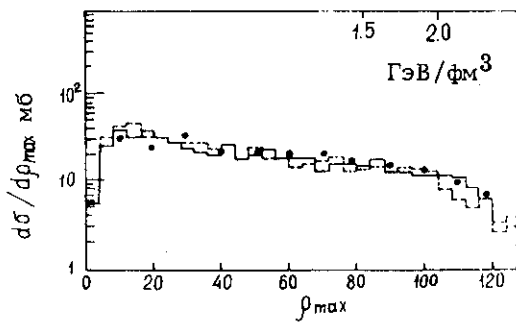
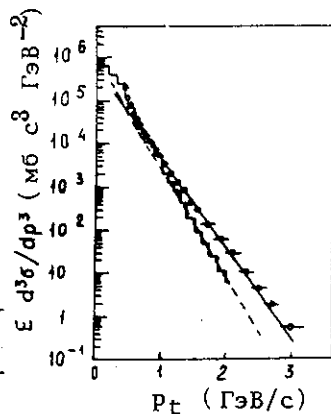


Рис. 12. Инвариантные сечения рождения π^0 -мезонов как функции поперечного импульса p_t . Гистограммы - расчет. Точки \circ взяты из работы /22/. Сплошная и пунктирная прямые - фитирование соответственно экспериментальных и расчетных сечений.

Рис. 11. Распределение по высоте плато ρ_{\max} в отдельных O+Au столкновениях. Обозначения те же, что и на рис. 10.



Помимо измерения заряженных частиц в установке WA 80 имелась возможность выделять протоны и измерять инклюзивные распределения фотонов и π^0 -мезонов.

Результаты расчетов, показанные на рис. 4-9 и 12-15, получены с помощью "1P"-варианта модели.

На наш взгляд, модель неплохо описывает распределения по энергии вето-калориметра $E_{\text{ВЕТО}}$, представленные на рис. 4. Наибольшее отличие от эксперимента для малых $E_{\text{ВЕТО}}$ в случае реакции $O+Au$. Близка к экспериментальной и рассчитанная зависимость средней множественности заряженных частиц n_{ch} от энергии $E_{\text{ВЕТО}}$, которая представлена на рис. 5. На рис. 6 показаны распределения по множественности заряженных частиц n_{ch} в двух быстротных интервалах. В случае $O+Au$ столкновений модель воспроизводит экспериментальные данные только в интервале $2,0 \leq \eta \leq 4,2$. Описание моделью экспериментальных данных ухудшается с уменьшением атомного номера ядра-мишени.

Прослеживается корреляция между видом распределения по числу "раненых" нуклонов^{/8,14/} и степенью расхождения результатов модели и эксперимента. Чем меньше асимметрия сталкивающихся ядер по атомному номеру, тем на меньшей длине прицельного параметра происходит поглощение ядер кислорода, т.е. больше образуется нуклонов-спектаторов и тем больше расхождение.

Средняя поперечная энергия на одну заряженную частицу слабо зависит от энергии $E_{\text{ВЕТО}}$ как в модели, так и в эксперименте, что видно из рис. 7. В модели эта величина в значительной степени определяется поперечным импульсом конститuentов.

Уже была отмечена связь поперечной энергии E_t с множественностью частиц, поэтому форма распределения по E_t должна повторять форму распределения по множественности, что подтверждается рис. 8.

Распределения заряженных частиц по η представлены на рис. 9. Модель не воспроизводит экспериментальные распределения в области фрагментации мишени. С уменьшением атомного номера ядра-мишени увеличивается расхождение расчетных и экспериментальных данных в центральной области.

В центральных столкновениях $O+Au$, как показано на рис.10, модель дает существенно меньший, чем наблюдаемый в эксперименте, выход протонов. Рассчитанные распределения по η для заряженных частиц близки к измеренным, если исключить область фрагментации мишени.

Измеряя максимальные значения ρ_{max} в быстротных распределениях заряженных частиц для каждого отдельного события и используя выражение /23/ для плотности энергии ϵ , можно вы-

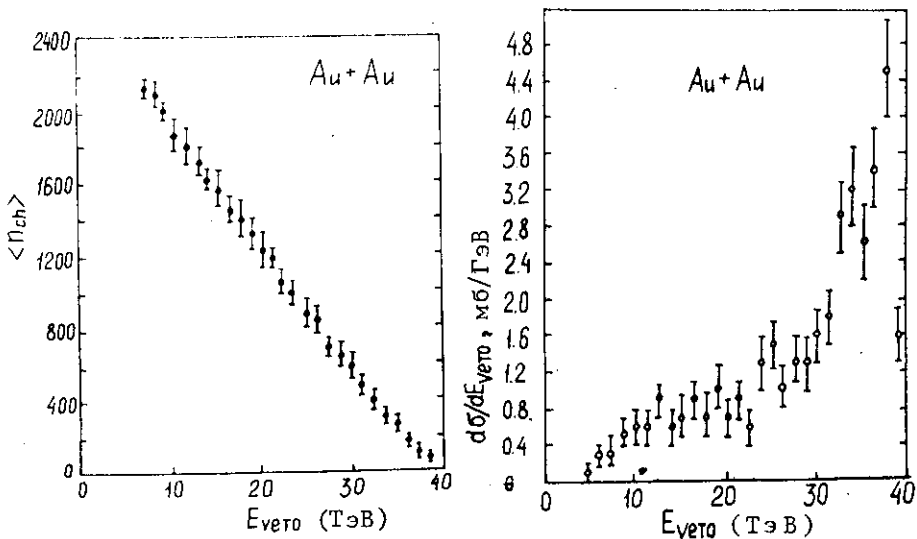


Рис. 13. Рассчитанные распределения по $E_{\nu\text{ETO}}$ и зависимость средней множественности заряженных частиц от энергии $E_{\nu\text{ETO}}$.

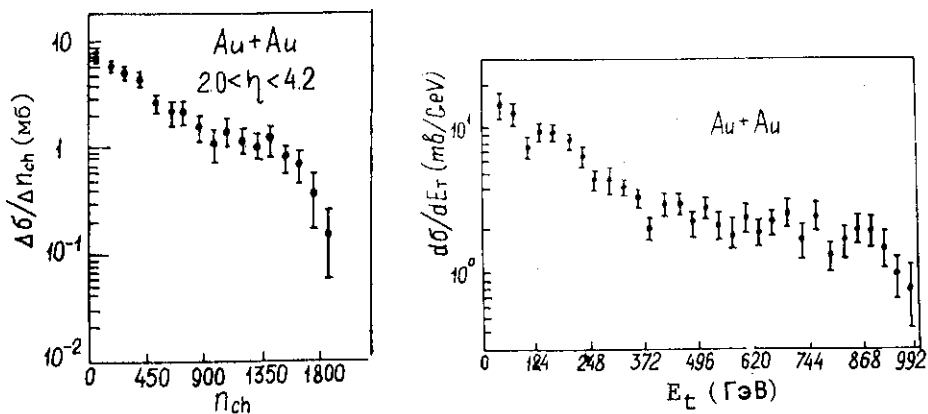


Рис. 14. Рассчитанные распределения по множественности заряженных частиц N_{ch} и поперечной энергии E_t .

числить, какого значения достигает эта величина в ядерных столкновениях /верхняя шкала рис. 11/. Наша модель дает близкие значения.

Результаты расчетов инвариантных сечений рождения π^0 -мезонов как функций их поперечного импульса сравниваются на рис.12

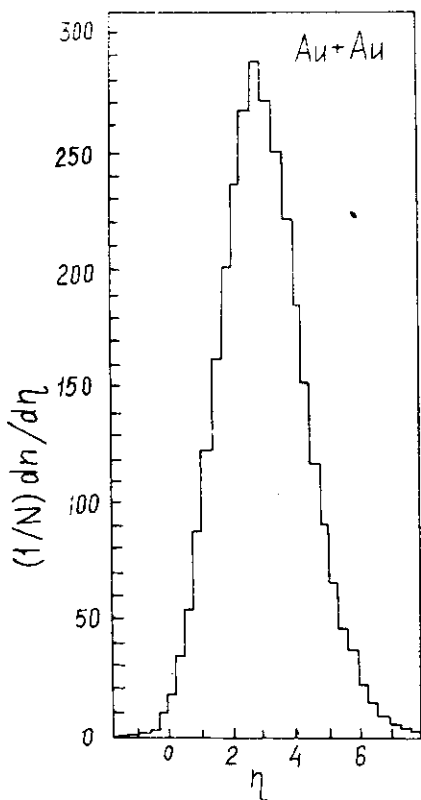


Рис. 15. Рассчитанное распределение заряженных частиц по η для событий, выделенных "минимальным триггером".

с экспериментальными инвариантными сечениями. Из рисунка видно, что для столкновений O+Au спектры π^0 -мезонов имеют два разных наклона для $p_t \leq 0,8$ ГэВ/с и для $p_t > 0,8$ ГэВ/с. Если фитировать экспериментальные и расчетные данные зависимостью при $p_t \geq 0,8$ ГэВ/с

$$\frac{dN}{dp_t} \approx \exp(-p_t / T_0). \quad /25/$$

то величина T_0 , полученная в эксперименте, составляет 207 МэВ, что больше теоретической, равной 160 МэВ.

Здесь уместно заметить, что результаты наших расчетов близки к результатам, полученным с помощью широко применяющихся для анализа

экспериментальных данных программ-генераторов событий^{/8,11/}. Это указывает на определяющую роль "ядерной геометрии" /8/ /выбора конфигурации взаимодействующих нуклонов/ в моделях.

В ближайшие годы ЦЕРН планирует ускорять ядра с большими атомными номерами, поэтому мы провели расчет 1000 неупругих столкновений ядер золота, которые обработали, используя такие же, как в эксперименте WA 80, критерии отбора событий.

Расчет столкновений ядер золота показал высокую эффективность работы программы COLLIE. Среднее процессорное время для расчета одного события с помощью ЭВМ 1061 составило 15 с.

Эти расчеты приведены на рис. 13-15. Везде указаны статистические ошибки расчета. Исходя из проделанного анализа уже полученных экспериментальных данных, следует ожидать отличие расчетных и экспериментальных величин. Тем не менее подобные расчеты могут быть полезны при постановке и проведении будущих экспериментов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита монте-карловская версия модели кварк-глюонных струн для описания ядро-ядерных столкновений при ультрарелятивистских энергиях. Модель использует зависящую от энергии вероятность неупругого взаимодействия нуклонов и реджевские асимптотики функций распределения и функций фрагментаций конститuentов.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показало, что хотя ряд экспериментальных характеристик рождения частиц воспроизводится моделью, она не описывает зависимость этих величин от атомного номера ядра-мишени. Велико различие экспериментальных и расчетных данных в области фрагментации ядра-мишени.

Модель не воспроизводит экспериментальный наклон инвариантных распределений по поперечному импульсу p° -мезонов.

Пренебрежение в модели взаимодействием кварк-глюонных струн, перерасеянием вторичных адронов и жесткими соударениями конститuentов является, на наш взгляд, основной причиной расхождения теории и эксперимента. Учет этих процессов определяет дальнейшие пути совершенствования модели.

Мы благодарны за обсуждения и критику А.Б.Кайдалову и Б.З.Копелиовичу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bjorken J.D. - Phys. Rev., 1983, D27, p.140.
2. Braun V.M., Shabelski Yu.M. - Int. J. Mod. Phys., 1988, v.3A, p.2417;
Zoller V.R. - Preprint ITEP 150, 1987.
3. Capella A., Tran Tahn Van J. - Z. Phys., 1981, C10, p.249;
Capella A. et al. - Z. Phys., 1987, C33, p.541.
4. Kaidalov A.B. - Phys. Lett., 1982, 116B, p.459;
Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A. - Phys. Lett., 1982, 117B, p.247.
5. Кайдалов А.Б. - ЯФ, 1987, т.45, в.5, с.1452.
6. Andersson B. et al. - Phys. Rep., 1983, 97, p.31.
7. Pansart T.P. - Nucl. Phys., 1987, A461, p.521.
8. Werner K. - Z. Phys., 1989, C42, p.85.
9. Ranft J. - Phys. Rev., 1988, D37, p.1842.
10. Polanskii A. et al. - JINR, E2-88-793, Dubna, 1988.
11. Andersson B. et al. - Nucl. Phys., 1987, B281, p.289.
12. Gyulassy M. - Preprint CERN-TH4794/87, 1987.
13. Амелин Н.С., Бравина Л.В. - ОИЯИ, P2-89-167, Дубна, 1989.

14. Амелин Н.С. - ОИЯИ, P2-86-802, Дубна, 1986.
15. Ter-Martirosyan K.A. - Phys. Lett., 1973, 44B, p.377.
16. Field R.D., Feynmann R.P. - Nucl. Phys., 1978, B187, p.1.
17. Paige F.E., Protopopescu S.D. - Preprint BNL37271, 1985.
18. De Marco C. et al. - Phys. Rev., 1982, D26, p.1019.
19. Albrecht R. et al. - Phys. Lett., 1987, 197B, p.265.
20. Albrecht R. et al. - Phys. Lett., 1988, 202B, p.596.
21. Schmidt H.R. et al. - Preprint GSI-88-10, 1988.
22. Löhner H. et al. - In: Proc. Int. Seminar on Problem of High Energy Physics, Dubna, 1988, p.482.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 мая 1989 года.