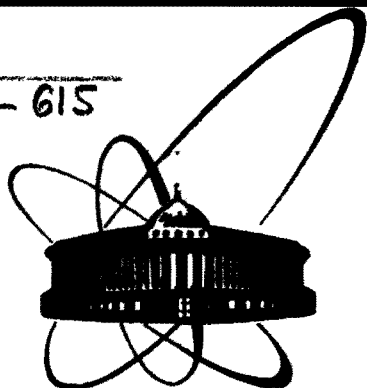


A-615



**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

P2-86-803

Н.С.Амелин

**О РОЖДЕНИИ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
НА ЯДРАХ В МОДЕЛЯХ КАСКАДНОГО ТИПА**

**1986**

Большинство обсуждаемых в литературе физических моделей адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях условно можно разделить на две группы:

- Модели каскадного типа, когда суммарное взаимодействие адрона или ядра с ядром рассматривается как последовательность взаимодействий с отдельными внутриядерными нуклонами и вторичные частицы рождаются в каждом взаимодействии независимо.

- Модели коллективного типа, когда взаимодействие с ядром рассматривается как взаимодействие с коллективной системой или эта система образуется в результате взаимодействия.

Комплекс программ `coll` для моделирования с помощью ЭВМ мягких адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновений<sup>/1/</sup> основывается на моделях каскадного типа. Среди них наиболее широко известна модель внутриядерного каскада<sup>/2/</sup> с предположением о мгновенном рождении частиц в точке взаимодействия внутри ядра. Эта модель в дальнейшем именуется стандартной каскадной моделью. Получено удовлетворительное согласие большого числа рассчитанных по данной модели характеристик рожденных частиц с характеристиками, извлеченными из эксперимента в довольно широкой области энергий от нескольких десятков МэВ до нескольких ГэВ. Однако при более высоких энергиях обнаружилось расхождение модели с экспериментом<sup>/2/</sup>. Их причина лежит в допущении "бесструктурности" внутриядерных взаимодействий. Расхождения послужили одним из стимулов развития ряда моделей с ограниченным, по сравнению со стандартным каскадом, числом внутриядерных столкновений. Такой моделью является модель партон-адронного каскада<sup>/3/</sup>, которая основывается на партонной и риджеонной феноменологии. Формальное ее отличие от модели стандартного каскада заключается в том, что вторичные адроны получают способность взаимодействовать спустя некоторое время от начала первичного взаимодействия. Это время, которое растет с ростом энергии частицы, называют временем ее формирования. Другим представителем каскадных моделей является модель лидирующего бариона<sup>/4/</sup>. В ней способность к взаимодействию сохраняет лишь

лидирующий барион. Он формируется мгновенно. Имеется целый ряд моделей каскадного типа, рассматривающих кварковую структуру адронов. Модель кварк-партонного каскада<sup>/5/</sup> и аддитивная кварковая модель<sup>/6/</sup> представляют собой дальнейшее развитие модели партон-адронного каскада, а дуальная партонная модель или модель кварк-глюонных струн<sup>/7/</sup> - дальнейшее развитие моделей типа модели лидирующего бариона. Ниже модель кварк-глюонных струн будет рассмотрена более подробно.

В качестве математического метода при моделировании столкновений в COLL1 используется метод Монте-Карло.

Процедура моделирования столкновения двух ядер (адрона с ядром) разбивается на несколько основных шагов:

- определение начального состояния сталкивающихся ядер;
- выбор пар взаимодействующих частиц;
- моделирование столкновения адронов и распада резонансов.

При полном описании столкновений адронов или ядер с ядрами очень важным является моделирование распада возбужденного ядра-остатка<sup>/2/</sup>. В данной работе этот шаг не рассматривался, так как при конкретных расчетах изучался выход быстрых или (в эмульсионной терминологии<sup>/2/</sup>) s- частиц.

Определение начального состояния взаимодействующих ядер. В первую очередь рассчитывались радиусы r сферически-симметричных ядер. Они находились из условия

$$\rho_A^{(R)} / \rho_A(0) = \alpha. \quad (1)$$

Радиальные плотности ядер с атомным номером A выбирались в виде

$$\rho_A(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r-R)/a]} & , \quad A \geq 12 \\ \left(\frac{1}{\pi R^2}\right)^{3/2} \exp(-r^2/R^2) & , \quad A < 12. \end{cases} \quad (2)$$

Для  $\alpha$  принимались значения 0,01 в случае  $A \geq 12$  и 0,1 в случае  $A < 12$ .

Для параметров в<sup>/2/</sup> значения  $R = r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 = 0,14$  фм,

$\bar{R} = 1,37$  фм,  $a = 0,545$  фм,  $\rho_0$  - нормировочная постоянная. Затем каждая сфера-ядро радиуса R случайным образом в соответствии с распределением (2) заполнялась нуклонами. При этом нуклоны должны были находиться на расстоянии, превышающем 0,8 фм, друг от друга. С помощью радиусов-векторов нуклонов  $\vec{r}_i$  в каждой точке  $\vec{r}_i$  вычислялся граничный фермиевский импульс  $P_F(\vec{r}_i)$  (в ГэВ) по формуле

$$P_F(r_i) = 0,61 \rho_A^{1/3}(r_i). \quad (3)$$

Значения импульсов отдельных нуклонов  $\vec{p}_i$ , по абсолютной величине не превышающих  $P_F(\vec{r}_i)$ , генерировались с вероятностями, пропорциональными  $P_F^2 d\Omega_i$ .

Чтобы упростить генерацию начальных состояний ядер и сэкономить время расчетов на ЭВМ, условия  $\frac{1}{A} \sum \vec{r}_i = 0$ ,  $\sum p_i = 0$ ,  $\sum \vec{r}_i \times \vec{p}_i = 0$ , означающие равенство нулю центра тяжести ядра, импульса и углового момента ядра, не накладывались.

Далее радиусы-векторы нуклонов  $\vec{r}_i$  налетающего ядра переопределялись с учетом прицельного параметра ядра  $\vec{b}$  и, если ядро двигалось, с учетом лоренцева сжатия ядра. Значения прицельного параметра  $\vec{b}$ , удовлетворяющие условию  $0 \leq b \leq R_1 + R_2$ , где  $R_1$  и  $R_2$  - радиусы сталкивающихся ядер, разыгрывались с вероятностями, пропорциональными  $d^2b$ . Лоренцево сжатие определялось выражением

$$\vec{r}_i' = \vec{r}_i \frac{\gamma - 1}{v^2} \cdot \vec{v} \cdot (\vec{v} \cdot \vec{r}_i). \quad (4)$$

В выражении (4)  $\vec{v}$  - скорость движущегося ядра в системе наблюдателя, а фактор  $\gamma$  определяется через  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$ .

Счетчик, отсчитывающий время в системе наблюдателя, устанавливается на нуль.

В дальнейшем для вновь рожденных частиц вводится параметр  $t^{life}$ , характеризующий их время жизни, начиная с момента рождения.

После определения начального состояния взаимодействующих ядер осуществлялся выбор пар взаимодействующих нуклонов.

Конечно, при использовании моделей типа лидирующего бариона, модели аддитивных кварков или модели кварк-глюонных струн нет необходимости "сжимать" движущееся ядро или вводить время, если все рассмотрение ведется в плоскости прицельного параметра. В этом случае используется и более простой алгоритм нахождения пар неупруго взаимодействующих нуклонов.

Выбор пар взаимодействующих частиц. Весь ансамбль частиц разбивается на три группы. Это нуклоны ядра A, нуклоны ядра B и частицы, возникающие в результате столкновения, их принято называть каскадными частицами<sup>/2/</sup>. Считались возможными взаимодействия между нуклонами из A и из B, а также взаимодействия между этими нуклонами и каскадными частицами. Взаимодействием каскадных частиц между собой пренебрегалось главным образом из-за трудностей, связанных с ограниченным быстродействием ЭВМ. К тому же плохо известны сечения их взаимодействия.

Рассмотренный ниже критерий взаимодействия пары частиц, а также алгоритм выбора пар взаимодействующих частиц, сохраняющий причинную связь при описании эволюции сталкивающихся ядер, первоначально описан в работе<sup>/9/</sup>. В работе<sup>/9/</sup> не учитывалось рождение частиц.

При переборе пар частиц, обозначаемых индексами  $i$  и  $j$  с заданными четырехвекторами координат  $x_i, x_j$  и импульсов  $P_i, P_j$  (выбрана метрика  $ab = a_0 b_0 - \vec{a} \vec{b}$ ), в системе покоя одной из частиц, например,  $i$ , можно определить время

$$\delta\tau_j(i) = - \frac{\vec{v}_{ij}^* \vec{r}_{ij}^*}{|\vec{v}_{ij}^*|^2} \quad (5)$$

пролета частицы  $j$  до минимального расстояния  $\vec{b}_{ij}$  с частицей  $i$ . Квадрат минимального расстояния  $b_{ij}^2$  определяется как

$$b_{ij}^2 = |\vec{r}_{ij}^*|^2 - \frac{(\vec{v}_{ij}^* \vec{r}_{ij}^*)^2}{|\vec{v}_{ij}^*|^2} \quad (6)$$

Скорость  $\vec{v}_{ij}^*$  частицы  $j$  и относительное расстояние  $\vec{r}_{ij}^*$  между  $i$  и  $j$  вычисляются в системе покоя частицы  $i$ . Время  $\delta\tau_j(i)$  в (5) определялось как собственное время взаимодействия частицы  $i$ ,  $b_{ij}$  в (6) как прицельный параметр этого взаимодействия. Считая покоящейся частицу  $j$ , аналогично определяли собственное время  $\delta\tau_i(j)$  и прицельный параметр  $\vec{b}_{ij}$  ее взаимодействия. Для расчетов удобнее выражения (6) и (7) переписать в инвариантном виде

$$\delta\tau_j(i) = - \frac{P_i(x_j - x_i)/m_i - P_j(x_j - x_i)/E_j^*}{1 - (m_i/E_j^*)^2} \quad (5')$$

$$b_{ij}^2 = (x_j - x_i)^2 + [P_i(x_j - x_i)/m_i]^2 - \frac{[P_i(x_j - x_i)/m_i - P_j(x_j - x_i)/E_j^*]^2}{1 - (m_i/E_j^*)^2} \quad (6')$$

В формулах (5') и (6')

$$E_j^* = \frac{P_i \cdot P_j}{m_i} \quad (7)$$

обозначает энергию частицы  $j$  в системе покоя частицы  $i$ , а  $m_i$  — масса частицы  $i$ . Взаимодействием двух частиц считались два события, характеризующие собственными временами  $\delta\tau_j(i) > 0$  и  $\delta\tau_i(j) > 0$ .

В качестве критерия столкновения применялось условие

$$b_{ij}^2 \leq \frac{\sigma(s_{ij})}{\pi} \quad (8)$$

В условии (8)  $\sigma(s_{ij})$  — полное сечение взаимодействия двух частиц, зависящее от квадрата энергии этих частиц в системе их центра масс  $s_{ij} = (P_i + P_j)^2$ . Использовались табличные наборы экспери-

ментальных данных при интерполяции сечений  $\sigma(s_{ij})$  и  $\sigma_{el}(s_{ij})$  упругих сечений, необходимых при выделении упругого канала  $\pi N^-$ ,  $K N^-$  и  $N N^-$  взаимодействий по энергии, а также фитирование экспериментальных данных в случае  $K N^-$  взаимодействий<sup>/10/</sup>. Сечения взаимодействия странных барионов с нуклонами экспериментально известны плохо и только при высоких энергиях<sup>/11/</sup>. В этом случае считалось, что энергетическая зависимость сечений такая же, как и в случае взаимодействий нуклонов. Что касается взаимодействий резонансов с нуклонами, то значения их сечений брались теми же самыми, что и соответствующие значения сечений  $\pi N^-$ ,  $N N^-$  и  $K N^-$  взаимодействий. Исключение составляли взаимодействия  $\Delta(3/2, 3/2)$  — резонансов с нуклонами с кинетической энергией резонансов, меньшей 3 ГэВ, они брались из расчета в модели однопионного обмена<sup>/12/</sup>. Если кинетическая энергия налетающей частицы была меньше 90 МэВ в системе покоя партнера по столкновению, то  $\sigma(s_{ij})$  считалось равным нулю, что частично учитывало запрет на взаимодействие с внутриядерными нуклонами, связанный с принципом Паули<sup>/2/</sup>.

Если одна из частиц, например  $j$ , с энергией  $E_j$  и массой  $m_j$  еще не сформировалась, чтобы взаимодействовать с полным сечением, или она может распасться, то **накладываются** дополнительные к критерию (8) условия

$$t_j^{life} + \frac{E_j}{m_j} \delta\tau_i(j) > t_j^{form} \quad (9)$$

$$t_j^{life} + \frac{E_j}{m_j} \delta\tau_i(j) \leq t_j^{decay} \quad (10)$$

В неравенстве (9) время формирования частицы  $t_j^{form}$ , определяемое в системе наблюдателя, вычислялось по формуле

$$t_j^{form} = \frac{P_j}{m^2} \quad (11)$$

При конкретных вычислениях использовались различные значения параметра  $m^2$ .  $P_j^z$  в (11) обозначает продольный импульс частицы в системе наблюдателя. В неравенстве (10) время распада частицы-резонанса  $t_j^{decay}$  определялось в системе наблюдателя через экспериментально измеренную ширину распада  $\Gamma_j$ :

$$t_j^{decay} = \frac{E_j}{m_j} \cdot \frac{1}{\Gamma_j} \quad (12)$$

Чтобы сохранить причинную связь при рассмотрении столкновения ядер для выбранной частицы  $j_1$  среди всех  $n_1$  возможных партнеров по взаимодействию, т.е. удовлетворяющих условию (8)–(10), необходимо выбрать такую частицу  $i^*$ , для которой будет выполняться равенство

$$\delta\tau_{i^*}(j_1) = \min_{i=1,2,\dots,N_1} \delta\tau_i(j_1). \quad (I3)$$

Также среди всех  $N_2$  частиц типа  $j$  при выполнении условий (8)-(10) с частицей  $i^*$  выбрать  $j^*$ , чтобы удовлетворялось равенство

$$\delta\tau_{j^*}(i^*) = \min_{j=1,2,\dots,N_2} \delta\tau_j(i^*). \quad (I4)$$

Когда  $j_1=j^*$ , то пара частиц  $i^*$ ,  $j^*$  является кандидатом для взаимодействия.

В системе наблюдателя определялось время  $\Delta t$ , на которое надо "сдвинуть" все частицы перед переходом к следующему шагу. Время  $\Delta t$  — это минимальное время среди всех времен распада и взаимодействия частиц. После "сдвига" всех частиц на  $\Delta t$  моделировалось взаимодействие пары частиц или распад частицы-резонанса.

Если не было найдено частиц, способных провзаимодействовать или распасться в ядре, то столкновение ядер считалось законченным.

На рисунке I демонстрируется рассчитанное указанным выше образом сечение неупругого взаимодействия протонов с ядрами при высоких энергиях.

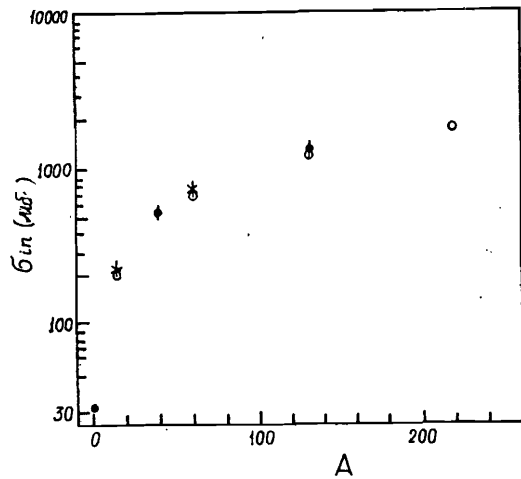


Рис. I. Зависимость сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами при высоких энергиях от атомного номера  $A$  ядра-мишени. Точки (•) — экспериментальные данные  $^{14}$ , где начальный импульс протонов  $p_0 = 200$  ГэВ/с. Крестики (×) — экспериментальные данные  $^{18}$  с  $p_0 = 200$  ГэВ/с. Кружки (○) — расчет по модели стандартного каскада.

Для моделей, рассматривающих столкновение ядер в плоскости прицельного параметра, можно использовать другой алгоритм нахождения конфигурации неупруго взаимодействующих нуклонов. Алгоритм основывается на следующем выражении для вероятности такой конфигурации  $\Omega$  при столкновении двух ядер с прицельным параметром  $\vec{b}$   $^{13}$ :

$$P_{\Omega}(\vec{b}) = \int \prod_{(i,j) \in \Omega} p_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j) \prod_{(k,l) \notin \Omega} (1 - p_{in}(\vec{x}_k - \vec{y}_l)) \times \rho_A(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_A) \rho_B(\vec{y}_1 - \vec{b}, \vec{y}_2 - \vec{b}, \dots, \vec{y}_B - \vec{b}) d^2x_1 d^2x_2 \dots d^2y_B. \quad (I5)$$

В выражении (I5)  $\rho_A(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \dots, \vec{x}_A)$  и  $\rho_B(\vec{y}_1, \vec{y}_2, \dots, \vec{y}_B)$  — распределения плотности нуклонов в ядрах с атомными номерами  $A$  и  $B$  а  $p_{in}(\vec{x}_i - \vec{y}_j)$  — вероятность неупругого взаимодействия нуклонов  $i$  и  $j$ . Явный вид и параметры распределений плотности нуклонов определены выше (см. выражение (2)). Явный вид вероятности неупругого взаимодействия в эйкональном подходе приведен в  $^{13}$ . В данной работе два нуклона с координатами  $\vec{x}_i$  и  $\vec{y}_j$  могли неупруго взаимодействовать при выполнении условия

$$\vec{b}_{ij}^2 \leq \frac{\sigma_{in}(s_{ij})}{\pi}, \quad \vec{b}^2 = (\vec{x}_i - \vec{y}_j)^2. \quad (I6)$$

В конкретных расчетах сечение неупругого взаимодействия нуклонов  $\sigma_{in}(s_{ij})$  принималось равным 32 мб независимо от их энергии.

Таким образом, зная координаты нуклонов  $\vec{x}_i$ , где  $i=1,2,\dots,A$  и  $\vec{y}_j$ , где  $j=1,2,\dots,B$ , после моделирования начального состояния ядер, для каждого нуклона  $i$  ядра  $A$  проверялось условие (I6) с каждым нуклоном  $j$  ядра  $B$ . Случаи, когда условие (I6) выполнялось, запоминались. Они и представляли требуемую конфигурацию неупруго взаимодействующих нуклонов.

При необходимости с вероятностью, пропорциональной сечению дифракционного рассеяния, этот процесс отбраковывался.

Метод очень эффективен при определении кратности неупругих взаимодействий. Полученные распределения по кратности неупругих взаимодействий  $\nu$  протона с различными ядрами приведены на рисунке 2.

Следует отметить, что расчет кратностей  $\langle \nu \rangle$  неупругих взаимодействий протонов с ядрами дает значения, близкие к экспериментальным. Например, расчет для реакции  $p + \text{Ar}^{40}$  дает  $\langle \nu \rangle = 2,27$ , для реакции  $p + \text{Xe}^{130}$   $\langle \nu \rangle = 3,29$ , а экспериментальные значения этих величин  $^{14}$  равны соответственно  $2,35 \pm 0,2$  и  $3,25 \pm 0,2$ . Ниже будут рассмотрены быстрое распределения заряженных частиц, рожденных в протон-ядерных взаимодействиях с использованием данного алгоритма в модели кварк-глюонных струн.

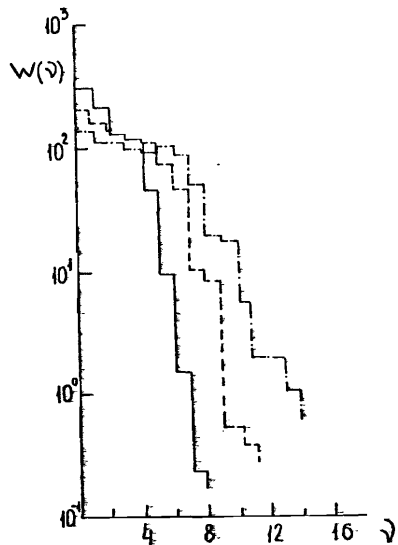


Рис. 2.  
Распределения по кратности неупругих столкновений  $\gamma$  протона в ядрах. Сплошная гистограмма соответствует реакции  $p+Ar^{40}$ , пунктирная —  $p+Xe^{130}$ , и штрихпунктирная соответствует реакции  $p+U^{238}$ .

Моделирование столкновений адронов и распада резонансов. Выделение упругого канала, моделирование упругого взаимодействия адронов с нуклонами с использованием экспериментальных данных о сечении упругого взаимодействия и распределениях по углу вылета продуктов при различных начальных энергиях подробно описаны в книге<sup>/12/</sup>. В случае упругого рассеяния пионов на нуклонах учитывалась возможность образования  $\Delta(3/2, 3/2)$ -резонанса с вероятностью, пропорциональной резонансному сечению, выбранному в форме Брейта-Вигнера с заданными параметрами<sup>/15/</sup>.

Детальное и близкое к эксперименту описание мягких неупругих взаимодействий адронов при высоких энергиях дает дуальная партонная модель<sup>/17/</sup> или модель кварк-глюонных струн<sup>/8/</sup>. В ее основе лежит  $1/N$  разложение амплитуды бинарных процессов, где  $n$  — число ароматов или цветов кварка, и ряд дополнительных предположений, среди которых главным является предположение о процессе перехода кварков в адроны. Диаграммы, отвечающие отдельным членам  $1/N$  разложения, можно классифицировать по их топологическим свойствам, причем главными по  $1/N$  являются планарные ( $\sim 1/N$ ) и цилиндрические диаграммы ( $\sim 1/N^2$ ). При высоких энергиях этим диаграммам соответствуют процессы, связанные с обменом в  $t$ -канале вторичными резонансами или полюсом Померанчука в упругом рассеянии.

Важную роль играют также диаграммы с более сложной топологией, отвечающие в  $t$ -канале обмену несколькими померонами. Разрезанным диаграммам топологического разложения можно сопоставить определенную пространственно-временную картину образования и распада кварк-глюонных струн.

Метод моделирования неупругих столкновений адронов, основанный на модели кварк-глюонных струн, описан в работах<sup>/16/</sup>. Схематично он сводится к выделению процесса, отвечающего диаграмме с определенной топологией, затем к определению типа кварка или дикварка, который находится на конце струны, и доли энергии нуклона, уносимой этим кварком, и моделированию распада струны на адроны. Здесь уместно отметить, что как с точки зрения метода моделирования, так и по существу описание неупругих столкновений адронов и ядер с ядрами в рамках этой модели различаются в начальном пункте: в выборе процесса, отвечающего диаграмме с определенной топологией<sup>/17/</sup>. Каким образом выбирать эти диаграммы в случае рассеяния адронов, описано в работах<sup>/16/</sup>, а в случае столкновения адронов и ядер с ядрами рассмотрено выше и иллюстрируется на рисунке 3 (см. также работу<sup>/17/</sup>). На рисунке 3 представлен пример процесса взаимодействия протонов с ядром, когда налетающая частица испытывает трехкратное неупругое взаимодействие с нуклонами ядра с образованием разных типов кварк-глюонных струн. В отличие от столкновения адронов при столкновении адронов или ядер с ядрами возможны струны с валентным и морским кварками на концах.

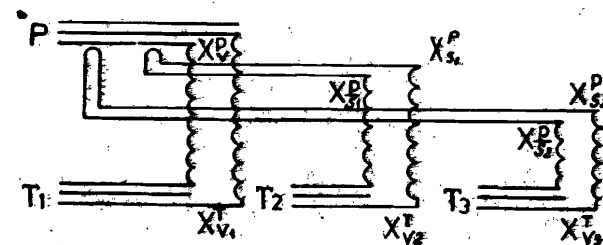


Рис. 3. Пример конфигурации кварк-глюонных струн в протон-ядерном взаимодействии, когда кратность неупругих столкновений протона равна трем.

При использовании неупругих столкновений адронов с нуклонами в области энергий  $3 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 30 \text{ ГэВ}$  в качестве "элементарного акта" взаимодействия адронов и ядер с ядрами принимались во внимание процессы, отвечающие планарным и цилиндрическим диаграммам.

Эксклюзивные распределения вторичных частиц для адрон-нуклонных взаимодействий при  $\sqrt{s} \leq 3$  ГэВ можно моделировать на основе аппроксимаций экспериментальных данных методом, изложенным в <sup>/2/</sup>. В данной работе видоизменялся только метод моделирования процесса, описываемого цилиндрической диаграммой. Считалось, что идет двухчастичная реакция взаимодействия адронов с нуклонами  $hN \rightarrow h'N'$ , где  $h'$  и  $N'$  — стабильные частицы или резонансы. При перераспределении кварков выбирались случаи, которые дают упругое рассеяние  $hN \rightarrow hN$ , так как оно уже учтено. После определения адронов  $h'$  и  $N'$  генерировался угол рассеяния с помощью экспериментально измеренных угловых распределений в упругом рассеянии при соответствующей энергии. Масса образованных резонансов не фиксировалась табличным значением, а имела распределение в соответствии с измеренной шириной резонанса. Отношения вероятностей образования псевдоскалярных и векторных мезонов составляло 1/3 (при энергиях  $\sqrt{s} > 3$  ГэВ это отношение выбиралось равным 1/16). Сравнение рассчитанных при  $\sqrt{s} > 3$  ГэВ угловых и импульсных распределений пионов и нуклонов, рожденных в  $pN$ - и  $nN$ - взаимодействиях с экспериментальными данными, собранными в книге <sup>/2/</sup>, показало, что данный способ дает описание не хуже, чем метод, основанный на аппроксимации экспериментальных данных <sup>/2/</sup>. Приведенный способ моделирования неупругих столкновений адронов при  $\sqrt{s} \leq 3$  ГэВ описывает подавляющую часть полного сечения неупругого взаимодействия, однако некоторые трехчастичные реакции, как, например, рождение гиперона и каона при столкновении нуклонов, выпадают из рассмотрения.

Возникающие в результате столкновения адронов резонансы могли распадаться. Использовались экспериментальные данные для вычисления относительных вероятностей при выборе канала распада. Считались равновероятными проекции спинов образованных резонансов, и все двухчастичные распады аппроксимировались изотропными в системе центра масс резонансов распределениями. Трехчастичные распады рассчитывались через два следующих друг за другом **двухчастичных** распада. Резонанс с массой  $m$  сначала распадался на промежуточную частицу с массой  $m$  и стабильный адрон с массой  $m_1$ , а затем частица с массой  $m$  распадалась на адроны с массами  $m_2$  и  $m_3$ . Промежуточная масса  $m$  генерировалась в соответствии с распределением

$$f(m^2) \sim \frac{1}{m^2} \sqrt{\lambda(m_R^2, m_1^2, m^2) \lambda(m^2, m_2^2, m_3^2)} \quad (17)$$

где  $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ca$ .

При проведении расчетов взаимодействия протонов с ядрами ставилась цель продемонстрировать работоспособность <sup>coll</sup> на примере ряда физических моделей. Выбор экспериментальных данных <sup>/14/</sup> для сравнения обусловлен четко определенными критериями отбора в эксперименте.

В данных <sup>/14/</sup>, представленных ниже, не учитываются протоны с импульсом  $p < 600$  МэВ/с и пионы с  $p < 35$  МэВ/с, т.е. рассматриваются  $s$ -частицы в импульсной терминологии <sup>/2/</sup>. Как правило, генерировалось около 400 взаимодействий протона с отдельным ядром.

Приведенная на рисунке 4 зависимость средней множественности заряженных частиц  $\langle n_{ch} \rangle$ , рождающихся при взаимодействии протонов с энергией 200 ГэВ с ядрами, от атомного номера  $A$  ядра-мишени довольно хорошо описывается моделью стандартного каскада. Более того, близкие к экспериментальным значения  $\langle n_{ch} \rangle$  получаются и в расчетах с другими моделями каскадного типа.

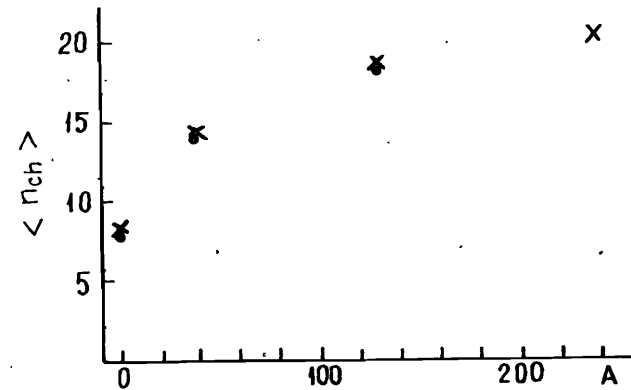


Рис.4. Зависимость средней множественности заряженных частиц  $\langle n_{ch} \rangle$ , рождающихся при взаимодействии протонов с начальной энергией 200 ГэВ с ядрами, от атомного номера ядра-мишени. Точки (•) — экспериментальные данные <sup>/14/</sup>. Крестики (x) — расчет по модели стандартного каскада.

При сравнении представленных на рисунках 5 и 6 рассчитанных и экспериментально измеренных быстрых распределений заряженных частиц обнаруживается, что модель стандартного каскада дает слишком большую множественность заряженных частиц в области фрагментации мишени. Введение в модель перерасеяния и распада внутри ядра резонансов практически не меняет быстрых распределений. Уменьшение внутриядерных перерасеяний путем учета времени формирования для всех вторичных частиц не приводит к правильному описанию экспериментальных данных.

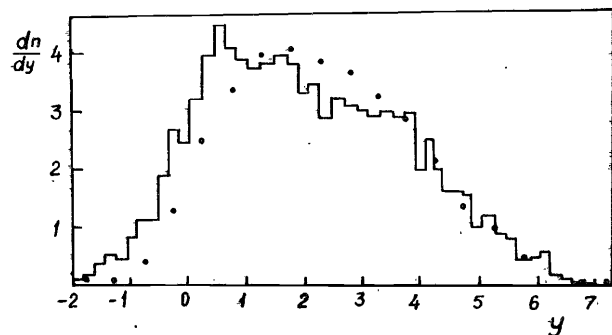


Рис.5. Распределения по быстройте  $y$  заряженных частиц, рождающихся при взаимодействиях протонов с ядрами ксенона. Начальная энергия протонов 200 ГэВ. Точки (•) — экспериментальные данные. Гистограмма — расчет по модели стандартного каскада.

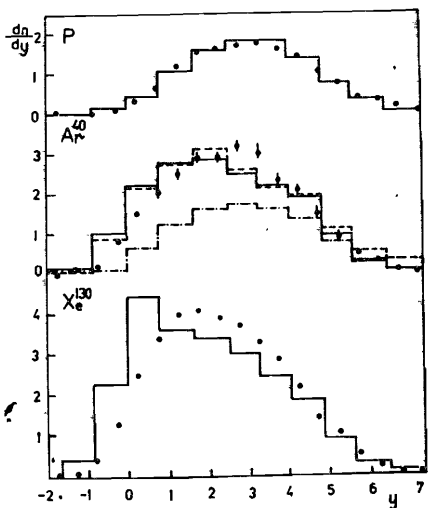


Рис.6. Распределения по быстройте  $y$  заряженных частиц, рождающихся в PP-и PA-взаимодействиях при начальной энергии протонов 200 ГэВ. Точки (•) — экспериментальные данные /14/. Сплошные гистограммы в случае PA-взаимодействий — расчет по модели каскада с учетом перерасеяния и распада внутри ядра резонансов. Штрихпунктирная ( $m^2 = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ ) и штриховая ( $m^2 = 1 \text{ ГэВ}^2$ ) гистограммы — расчет по каскадной модели с временем формирования с различными значениями параметра  $m^2$ .

Другое поведение имеют быстрое распределения заряженных частиц, рассчитанные в модели лидирующего бариона и модели кварк-глюонных струн. Они демонстрируются на рисунках 7 и 8. При расчете PP-взаимодействий в рамках модели кварк-глюонных струн (рис.8) учитывались процессы, отвечающие многопомеронным обменам.

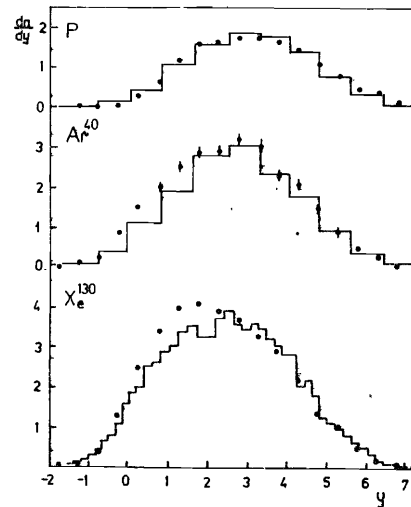


Рис.7.

То же, что и на рисунке 6, но гистограммы в PA-взаимодействиях соответствуют расчету по модели каскада лидирующего бариона.

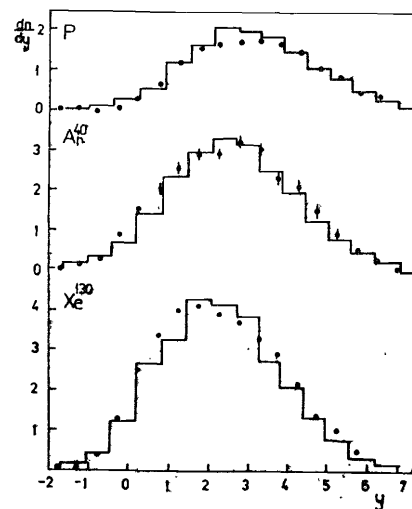


Рис.8.

То же, что и на рисунке 6, но гистограммы соответствуют расчету по модели кварк-глюонных струн.



На рисунке 9 показан пример близкого к эксперименту описания быстротных распределений заряженных частиц в модели каскада с учетом перерассеяния и распада внутри ядра резонансов, если предположить, что лидирующие барионы формируются мгновенно, а остальные вторичные частицы имеют большие времена формирования, характеризующиеся параметром  $m^2 = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ .

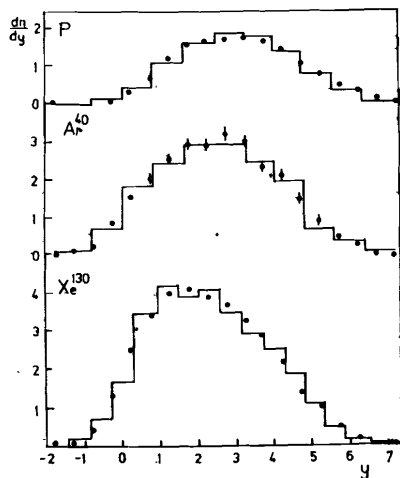


Рис.9.

То же, что и на рисунке 6, но гистограммы в рп-взаимодействиях соответствуют расчету по модели каскада с учетом перерассеяния и распада внутри ядра резонансов и времени формирования вторичных частиц ( $m^2 = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ ), кроме лидирующего бариона, который формируется мгновенно.

В заключение автор выражает благодарность В.Д.Тонееву и С.Ю.Шамакову за многочисленные обсуждения.

#### Литература

1. Амелин Н.С. ОИЯИ, Р2-86-837, Дубна, 1986.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
3. Давиденко Г.В., Николаев Н.Н.-ЯФ, т.24, 1976, с.77.
4. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В.-ЯФ, т.25, 1977, с.666; Алавердян Г.Б., Омбоо З., Пак А.С. и др. ОИЯИ, Р2-125537, Дубна, 1979.
5. Николаев Н.Н.-ЭЧАЯ, т.12, вып.1, 1981, с.162; Николаев Н.Н., Левченко Б.Б.-ЯФ, т.42, 1985, с.1255.
6. Шабельский Ю.М.-ЭЧАЯ, т.12, вып.5, 1981, с.1070.
7. Carèlla A.-In:Proc. of the Europhysics study conf., Erice, Italy, 1981, p.199; Ranft J., Ritter S. Z.Phys. C20,1983,p.347.

8. Кайдалов А.Б.-В кн.: Школа ИТЭФ по физике вып.2, М.: Энергоатомиздат, 1983, с.1.
9. Kodama T., Duarte S.B., Chung K.C.- Phys. Rev. C29, No.6, 1985, p.2146.
10. Lipkin H.J.-Nucl. Phys. B78, 1974,p.381.
11. Bracci E., Drouler J.P., Flaminio E. et al. CERN/HERA 72-2, 1972.
12. Барашенков В.С., Костенко Б.Ф. ОИЯИ, 4-84-761, Дубна, 1984.
13. Нелипа Н.Ф., Пухов А.Е. Вестник МГУ, сер. физика, астрономия, т.21, вып.6, 1980, с.71.
14. Marzo C.De. Palma M.De., Distanto A. et al.- Phys. Rev. D26. NO.5, 1985, P1019.
15. Амелин Н.С. ОИЯИ, Р2-80-661, Дубна, 1980.
16. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В.-ЯФ, т.40, 1984, с.1560; Амелин Н.С. ОИЯИ, Р2-86-836, Дубна, 1986.
17. Амелин Н.С. ОИЯИ, Р2-86-802, Дубна, 1986.
18. Elias J. et al.-Phys. Rev. D22, 1980, p.13.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 декабря 1986 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физике. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Амелин Н.С.

P2-86-803

О рождении быстрых заряженных частиц на ядрах в моделях каскадного типа

Комплекс программ COLLI для моделирования с помощью ЭВМ мягких адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных соударений используется с целью изучения выхода быстрых заряженных частиц в протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. В качестве физических моделей взаимодействия протонов с ядрами рассматриваются различные модели каскадного типа. Применяется метод Монте-Карло для генерации событий результата столкновений.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Amelin N.S.

P2-86-803

About the Production of Fast Charged Particles in Cascade Type Model

COLLI program complex for computer simulation of soft hadronic, hadron-nucleus, nucleus-nucleus collisions is used to investigate the fast charged particle yield from the proton-nucleus interactions at high energies. Different models of cascade type are used as physical models of proton-nucleus interactions. The Monte-Carlo method is applied for generation of the collision result event.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986