

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 615

P2-88-801

Н.С.Амелин, А.И.Островидов *

**ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ
КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН
И КАСКАДИРУЮЩЕГО БАРИОНА
К РАСЧЕТУ ИМПУЛЬСНЫХ СПЕКТРОВ
ПРИ 19,2 ГэВ/с**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Научно-исследовательский институт
ядерной физики МГУ

1988

Цель данной работы состоит в описании импульсно-угловых спектров адронов в области фрагментации протона с импульсом $P_0 \gg 1$ ГэВ/с, налетающего на водородную и ядерные мишени. Эта информация требуется для моделирования экспериментальной установки^{/1/}.

Одной из наиболее популярных моделей, описывающих взаимодействия адронов высоких энергий на больших расстояниях, является модель кварк-глюонных струн^{/2/}. Существуют различные монтекарловские программы для расчетов на ЭВМ, реализующие эту модель^{/3,4/}. В работе^{/3/} учитывались только процессы, отвечающие планарным и цилиндрическим диаграммам, что приводило к трудностям в описании экспериментальных данных в области фейнмановской переменной $X \approx 1$. Поэтому в данной работе учтены также процессы дифракционной диссоциации налетающего нуклона и нуклона-мишени и быстро вымирающие с энергией процессы, отвечающие случаям, когда одна или обе струны имеют массу, близкую к массе адрона аналогичного кваркового состава. Учет этих процессов расширяет границы применимости модели в сторону более низких энергий.

Расчет спектров адронов, рождающихся на ядерных мишенях, основан на каскадной модели со временем формирования. Как и в модели каскадирующего бариона^{/5/}, которая успешно использовалась для описания протонных спектров под малыми углами, считалось, что барионы формируются мгновенно, а мезоны - за адром.

1. ОПИСАНИЕ МОНТЕКАРЛОВСКОЙ ВЕРСИИ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН И РАСЧЕТ ПРОТОН-ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

На рис. 1 представлены наиболее важные из подпроцессов с рождением частиц, учтенные в данной реализации модели кварк-глюонных струн.

Статистический вес каждого из подпроцессов определяется через сечения взаимодействия:

$$\omega_i(s) = \sigma_i(s) / \sigma_{tot}(s).$$

/1/



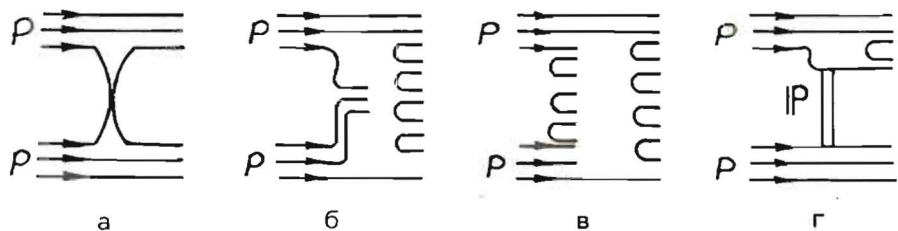


Рис. 1. Кварковая структура учтенных в модели подпроцессов.

В /1/ $\sigma_1(s)$ - сечение i -го подпроцесса при заданном квадрате полной энергии s в системе центра масс сталкивающихся частиц, а $\sigma_{tot}(s)$ - полное сечение их взаимодействия.

Сечение взаимодействия нуклонов с перераспределением кварков /рис. 1а/, когда образуются две струны с массами, близкими к массам адронов того же, что и струны, кваркового состава:

$$\sigma_1(s) = 72\pi \frac{\gamma_R^2}{4\lambda_R^2} (s/s_0)^{2(a_R - 1)}. \quad /2/$$

Сечение процесса, при котором только одна из струн имеет массу, близкую к адронной /диаграмма т.н. "неразвитого" цилиндра /6/, рис. 1б/, равно

$$\sigma_2(s) = 72\pi \gamma_R \sqrt{\gamma_p/4\lambda_R} (s/s_0)^{a_R - 1}. \quad /3/$$

Параметр реджевской траектории a_R , величины вычетов γ_R и γ_p , значения s_0 и λ_R , определяющих зависимость амплитуды от переданного импульса q^2 , можно найти в работе /6/.

Сечение дифракционной диссоциации /рис. 1г/ определяется через сечение упругого рассеяния:

$$\sigma_4(s) = \gamma \sigma_{el}(s), \quad \gamma = 0,4 \div 0,5. \quad /4/$$

Используются экспериментальные данные по полным и упругим сечениям взаимодействия нуклонов с квадратичной интерполяцией в промежуточных по энергии точках. Оставшаяся часть неупругого сечения σ_3 приходится на обычную цилиндрическую диаграмму однопомерного обмена /рис. 1в/.

Как и в работе /3/, предполагается, что барион состоит из кварка и дикварка в определенном спин-изоспиновом состоянии,

которое дикварк сохраняет в процессе реакции. Это позволяет определить статистические веса октетных и декуплетных барионов при фрагментации дикварка в барион. Кварки и дикварки считаются безмассовыми с нулевыми поперечными импульсами /за исключением процесса дифракционной диссоциации/.

Взаимодействие адрона с нуклоном моделируется в системе их центра масс. В соответствии с реджевской асимптотикой пион-нуклонного рассеяния распределение кварков в барионе по доле начального импульса бариона X берется в виде /2/

$$u_q(X) = u_0 X^{-1/2} (1-X)^\beta, \quad \text{где } \beta = \begin{cases} 2,5 & \text{для } d\text{-кварка,} \\ 1,5 & \text{для } u\text{-кварка,} \end{cases} \quad /5/$$

а u_0 можно найти из нормировочного условия:

$$\int_0^1 u_q(X) dX = 1. \quad /6/$$

Кварк и дикварк бариона уносят весь его импульс:

$$\int_0^1 (u_q(X) + u_{qq}(X)) X dX = 1. \quad /7/$$

В случае подпроцесса с перераспределением кварков /рис. 1а/ сначала определяются массы вторичных адронов. Для резонансов масса находится из распределения Гаусса, включающего табличные значения массы и ширины резонанса как параметры. Угол рассеяния определяется из распределения по переданному импульсу:

$$\omega(t) \sim \exp(-B|t|) \quad /8/$$

с параметром наклона $B = 12 \text{ ГэВ}/c/^{-2}$.

Для подпроцесса, представленного на рис. 1б, доля импульса X_1 , которую несет один из кварков, связанных струной, определяется из /5/, доля импульса X_2 , уносимая другим кварком или дикварком, - через массу нового адрона M :

$$X_2 = \frac{4M^2}{s \cdot (1 - X_1)}. \quad /9/$$

При этом импульсное распределение данного адрона соответствует трехреджеонному RRR-пределу.

Рис. 1г в реджеонном подходе соответствует дифракции с возбуждением малой массы ^{14/}. Распределение по квадрату массы дифракционного кластера в этом процессе приведено на рис. 2. Спад спектра масс быстрее чем $1/M^2$ при моделировании обеспечивается как выбором импульсного распределения кварков в возбужденной системе в форме /5/, так и наличием у кварка поперечного импульса $\vec{p}_\perp / -\vec{p}_\perp$ для дикварка/, разыгрываемого как

$$\omega(\vec{p}_\perp^2) \sim \exp(-B p_\perp^2) \quad /10/$$

с параметром наклона $B = 6 / \text{ГэВ}/\text{с}/^{-2}$. Он суммируется с поперечным импульсом, переданным от невозбужденного адрона и имеющим такое же распределение, но с параметром накло-

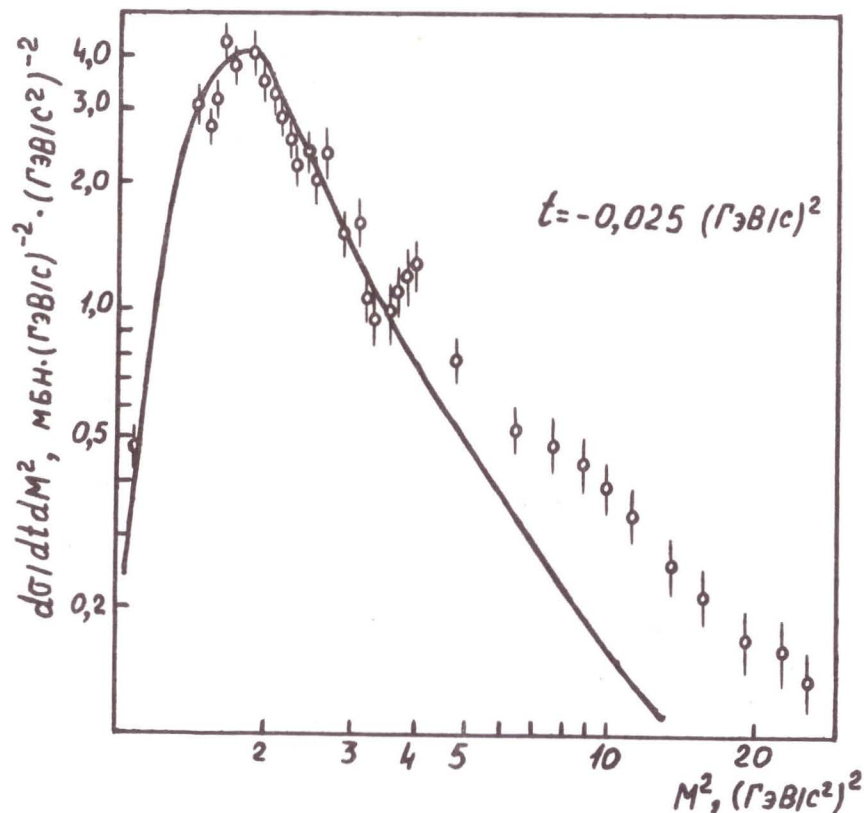


Рис. 2. Дифференциальное сечение дифракции как функция M^2 . Кривая - расчет, точки - эксперимент ^{12/}.

на $20 / \text{ГэВ}/\text{с}/^{-2}$. Спад спектра масс при $M^2 > 5 / \text{ГэВ}/\text{с}^2/2$ как $1/M^2$ можно получить при учете дифракции с возбуждением большой массы, отвечающей трехмерному пределу. В данном расчете, однако, ее вклад /так же, как и вклад процессов многопомеронного обмена/ не рассматривался.

Моделирование распада струны с заданной массой, импульсом и кварковым составом на концах производится в системе покоя струны с равновероятным отщеплением адронов с обоих концов. Процедура моделирования основана на алгоритме Филда - Фейнмана ^{7/} и подробно описана в ^{3/}, но имеет ряд существенных отличий. Все кинематические и кварковые законы сохранения выполняются здесь не только для всей системы в целом, но и для отдельной струны. При разрыве струны кварк фрагментирует только в мезон, а дикварк - или, расщепившись, в мезон, или в барион. Эти моды фрагментации представлены на рис. 3.

Отношение вероятностей рождения кварк-антикварковых пар следующие:

$$P(u\bar{u}) : P(d\bar{d}) : P(s\bar{s}) = 1 : 1 : 0,38. \quad /11/$$

Соотношение псевдоскалярных и векторных мезонов записывается как

$$P(0^-) : P(1^-) = 1 : 3. \quad /12/$$

Учитывается смешивание кварковых пар с углом 45° у псевдоскалярных и 90° - у векторных мезонов, если образовавшийся мезон - изоскаляр.

Поперечный импульс кварков в паре /при нулевом поперечном импульсе самой пары/ разыгрывается по распределению

$$\omega(p_\perp) d^2 p = \frac{3B}{\pi(1 + B p_\perp^2)^4} d^2 p \quad /13/$$

$$с B = 0,34 / \text{ГэВ}/\text{с}/^{-2}.$$

Продольный импульс адрона, возникающего при распаде струны, определяется в переменной $Z = (E + p_\parallel)_h / (E + p_\parallel)_q$ через функцию фрагмента лидирующего кварка

$$f_{q \rightarrow M}(Z) = 1 - a + 2a(1 - Z), \quad a = 0,77, \quad /14/$$

или функции фрагментации лидирующего дикварка

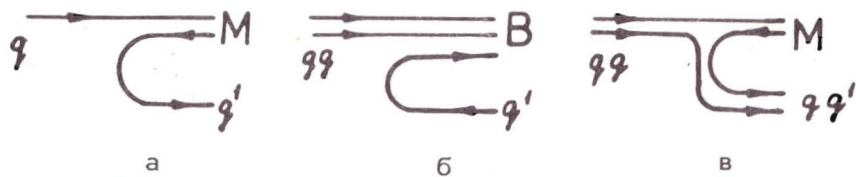


Рис. 3. Моды фрагментации кварка и дикварка в адроны.

$$f_{qq \rightarrow M}(Z) = 3(1 - Z)^2,$$

$$f_{qq \rightarrow B}(Z) = 0,4 + 0,6 \exp(-20(1 - Z)) / (1 - \exp(-20)). \quad /15/$$

Экспонента в /15/ обеспечивает эффект лидирования.

Следует заметить, что функция /14/ имеет близкую к реджевской асимптотику при $Z \rightarrow 1$ только при переходе нестранных кварков в нестранные мезоны^{/2/}. Поэтому выбор функции /14/ искажает спектры K^+ -мезонов в pp-столкновениях.

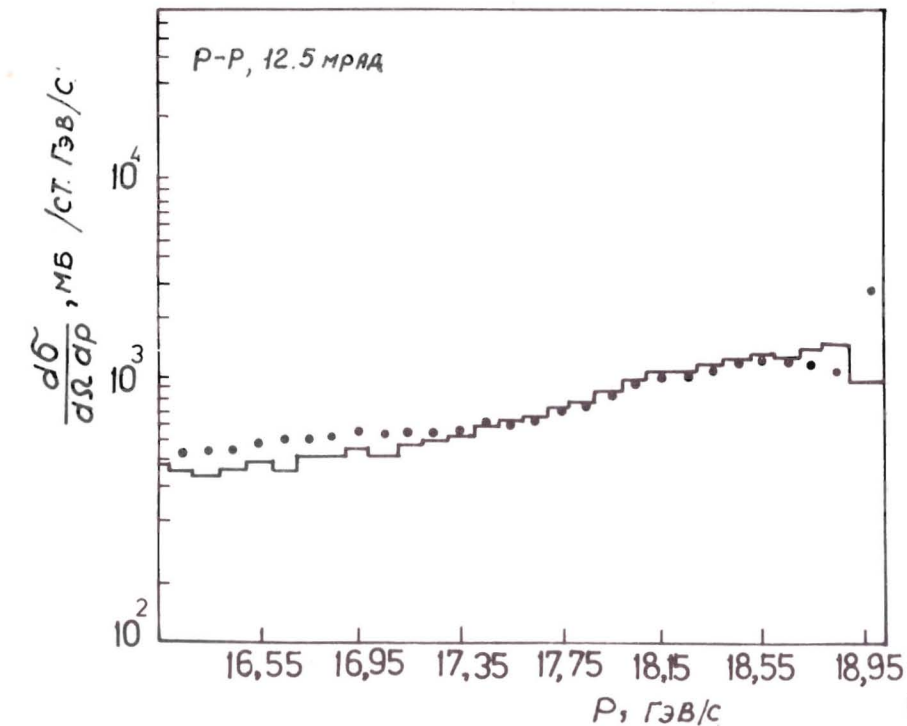


Рис. 4. Импульсный спектр протонов, рожденных в pp-столкновениях под углом 12,5 мрад, в области $X \sim 0,9$.

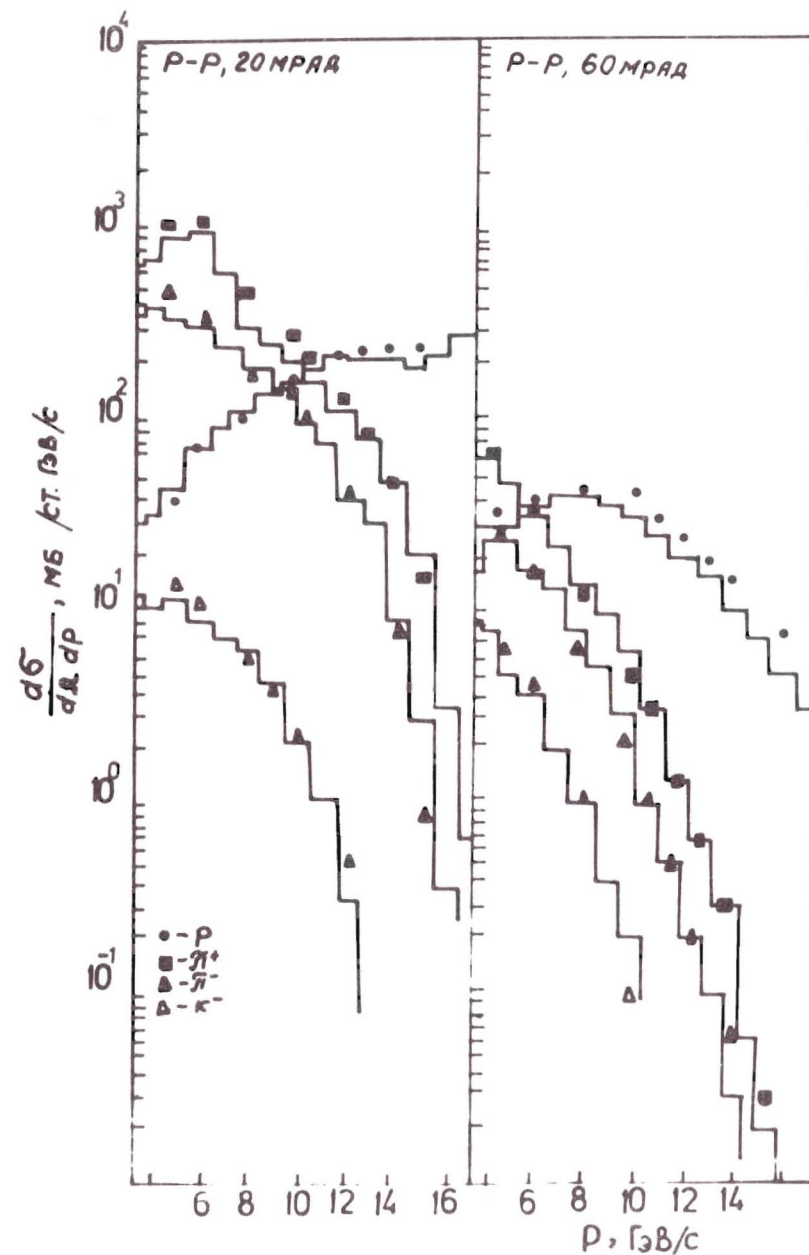


Рис. 5. Импульсные спектры адронов, рожденных в pp-взаимодействиях при 19,2 ГэВ/с под углами 20 и 60 мрад. Точки - эксперимент^{/8/}, гистограммы - расчет.

Когда масса струны уменьшается до $1,4 \text{ ГэВ}/c^2$ для кварк-антикварковой струны и $2 \text{ ГэВ}/c^2$ для кварк-дикварковой, происходит заключительный распад струны на два адрона. Его кинематика определяется уже не функциями /13-15/, а изотропией разлета адронов с браковкой по фазовому объему с вероятностью

$$P \sim \frac{1}{M_s} \cdot \lambda^{1/2} (M_s^2, m_1^2, m_2^2), \quad /16/$$

где $\lambda(a, b, c) = (a - b - c)^2 - 4bc$. Образовавшиеся резонансы далее распадаются так же, как и в /3/.

Для сравнения модели с экспериментальными данными /8/ с помощью программы /9/, реализующей описанную выше модель на ЭВМ, было сгенерировано 10^6 pp-столкновений при $19,2 \text{ ГэВ}/c$.

На рис. 4 представлена "тонкая" структура импульсного спектра лидирующих протонов под углом $12,5$ мрад. Эта область спектра весьма чувствительна к описанию процесса фрагментации налетающего протона и процесса дифракционного возбуждения протона-мишени. Неплохое согласие расчета с экспериментом для протонов, пионов и K^- -мезонов, вылетающих под углами 20 и 60 мрад, демонстрируется на рис. 5.

Рассмотренная монтекарловская версия модели кварк-глюонных струн используется далее в качестве генератора "элементарного" акта при расчете взаимодействий с ядрами.

2. ОПИСАНИЕ МОНТЕКАРЛОВСКОЙ ВЕРСИИ МОДЕЛИ КАСКАДИРУЮЩЕГО БАРИОНА

Первый шаг при моделировании протон-ядерных взаимодействий состоит в определении начальной конфигурации нуклонов ядра-мишени. Для этого находится радиус сферически-симметричного ядра из условия

$$\rho_A(r) / \rho_A(0) = \alpha, \quad \alpha = 0,05. \quad /17/$$

Используется стандартная форма радиальной плотности нуклонов в ядре

$$\rho_A(r) = \begin{cases} \frac{\rho_0}{1 + \exp((r-a)/b)}, & A \geq 12, \\ \rho_0 \cdot \exp(-r^2/c^2), & A < 12 \end{cases} \quad /18/$$

с параметрами $a = 1,18 A^{1/3}$ фм, $b = 0,545$ фм и $c = 2,3$ фм. Координаты нуклонов разыгрываются по распределению $\rho_A(r_i) r_i^2 dr_i d\Omega_i$,

но так, чтобы расстояние между ними было не меньше $0,8$ фм. Для каждого нуклона разыгрывается импульс, лежащий в пределах от 0 до

$$P_F = (3\pi^2)^{1/3} \cdot h \rho_A^{1/3}(r_i), \quad h = 0,197 \text{ фм} \cdot \text{ГэВ}/c. \quad /19/$$

Критерием столкновения i -й каскадной частицы с j -м нуклоном ядра является условие

$$\pi b_{ij}^2 \leq \sigma_{\text{tot}}(s_{ij}). \quad /20/$$

В /20/ b_{ij} - прицельный параметр каскадной частицы в системе покоя нуклона ядра, $\sigma_{\text{tot}}(s_{ij})$ - полное сечение их взаимодействия при квадрате полной энергии в с.ц.м. s_{ij} . Прицельный параметр b_{ij} определяется через относительное расстояние \vec{R}_{ij} и разность скоростей частиц \vec{V}_{ij} в виде

$$b_{ij}^2 = |\vec{R}_{ij}|^2 - (\vec{V}_{ij}, \vec{R}_{ij}) / |\vec{V}_{ij}|^2. \quad /21/$$

Время сближения на минимальное расстояние определяется как

$$\Delta t_{ij} = - \frac{(\vec{V}_{ij}, \vec{R}_{ij})}{|\vec{V}_{ij}|^2}. \quad /22/$$

На вновь родившиеся частицы накладывается условие

$$t_i^{\text{life}} + \Delta t_{ij} \geq t_i^{\text{form}}. \quad /23/$$

т.е. столкновение возможно, если сумма времени существования частицы t_i^{life} и времени до столкновения Δt_{ij} больше времени формирования

$$t_i^{\text{form}} = \gamma_i \cdot \tau_0. \quad /24/$$

Здесь γ_i - лоренц-фактор частицы i и τ_0 - собственное время формирования /параметр модели/. Для резонансов учитывается также и время распада.

Среди всех времен сближения по всем парам и времен распада всех резонансов находится минимальное время:

$$\Delta t = \min_{i,j} (\Delta t_{ij}, t_i^{\text{decay}}). \quad /25/$$

Соответствующий этому времени процесс /столкновение каскадной частицы с нуклоном ядра или распад резонанса/ разыгрывается

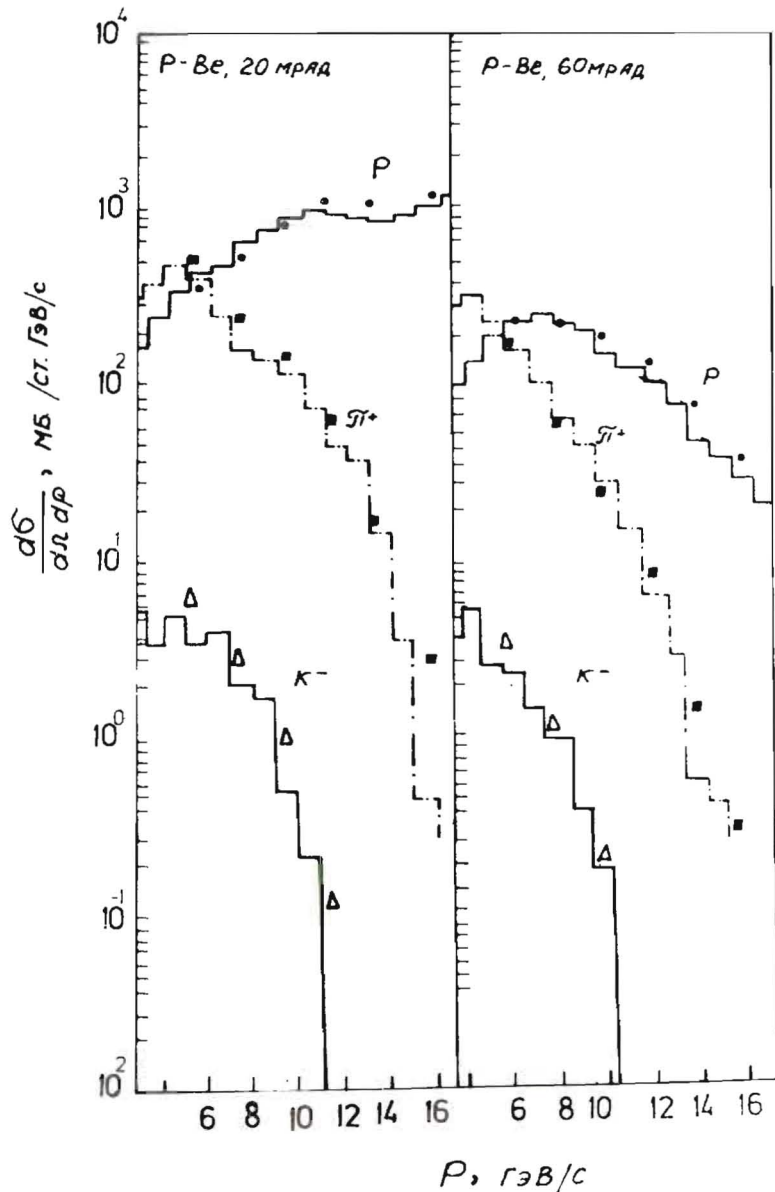


Рис. 6. Импульсные спектры адронов, рожденных во взаимодействиях протонов с ядрами бериллия при 19,2 ГэВ/с.

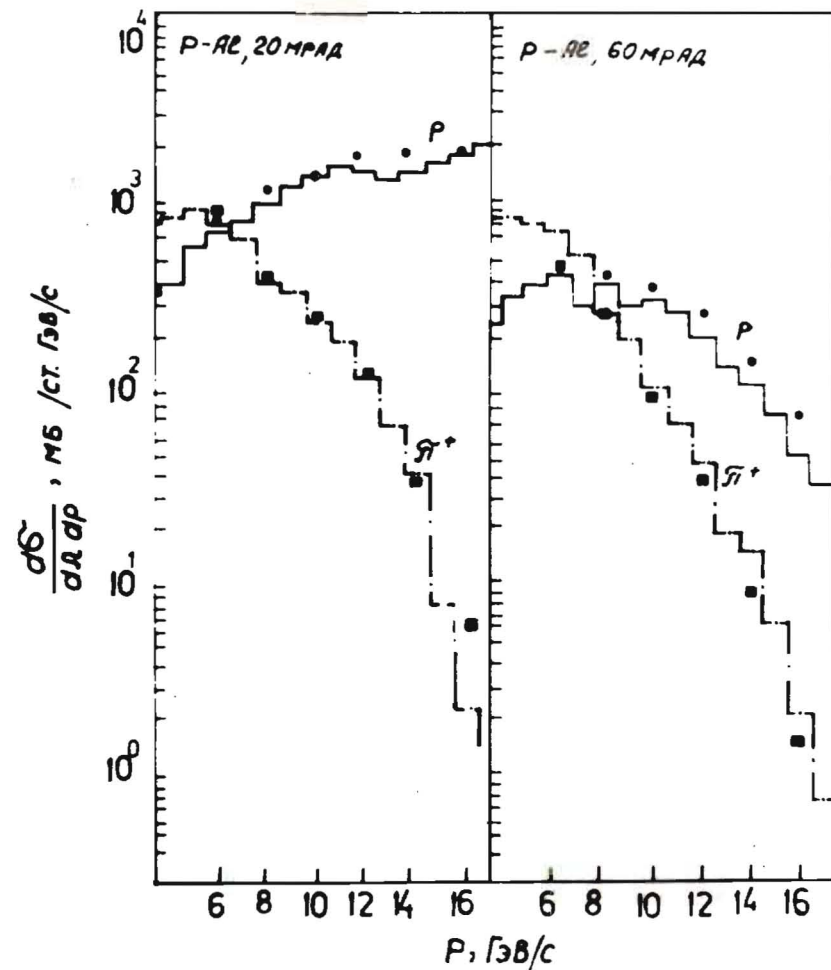


Рис. 7. Импульсные спектры адронов, рожденных во взаимодействиях протонов с ядрами алюминия при 19,2 ГэВ/с.

после "сдвига" по времени всей системы на Δt . Для нового состояния системы /с учетом родившихся на предыдущем шаге частиц/ опять определяется ближайший по времени процесс и т.д. Столкновение с ядром заканчивается, если больше не найдено пары сталкивающихся частиц или нераспавшегося резонанса.

Как и в модели каскадирующего бариона, полагается, что $\tau_0 = 0$ для вторичных барионов и $\tau_0 = \infty$ для вторичных мезонов. Для описания высокоимпульсной части спектра учет перерассеяний низкоэнергетических частиц и развала ядра-остатка неважен.

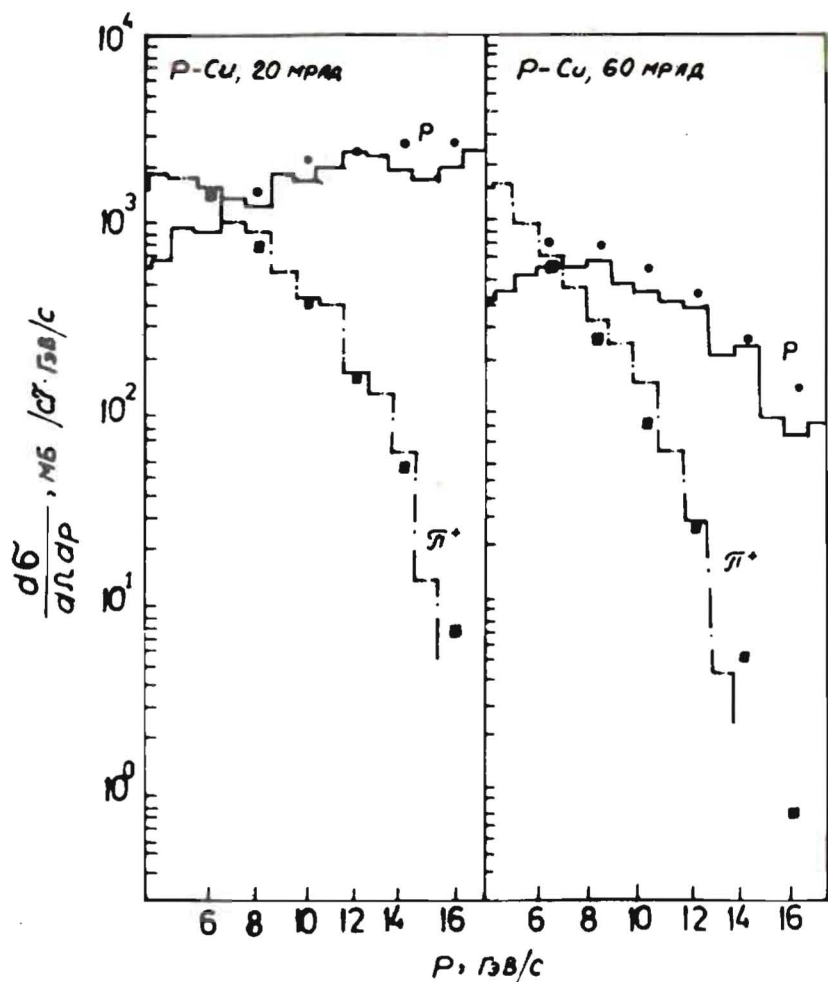


Рис. 8. Импульсные спектры адронов, рожденных во взаимодействиях протонов с ядрами меди при 19,2 ГэВ/с.

Корректное определение начальной конфигурации нуклонов в ядре и выбранного критерия столкновения частиц внутри ядра должно прежде всего приводить к правильному соотношению неупругого и квазиупругого сечений протон-ядерного столкновения, прямо связанному со средним числом взаимодействий начального протона в ядре.

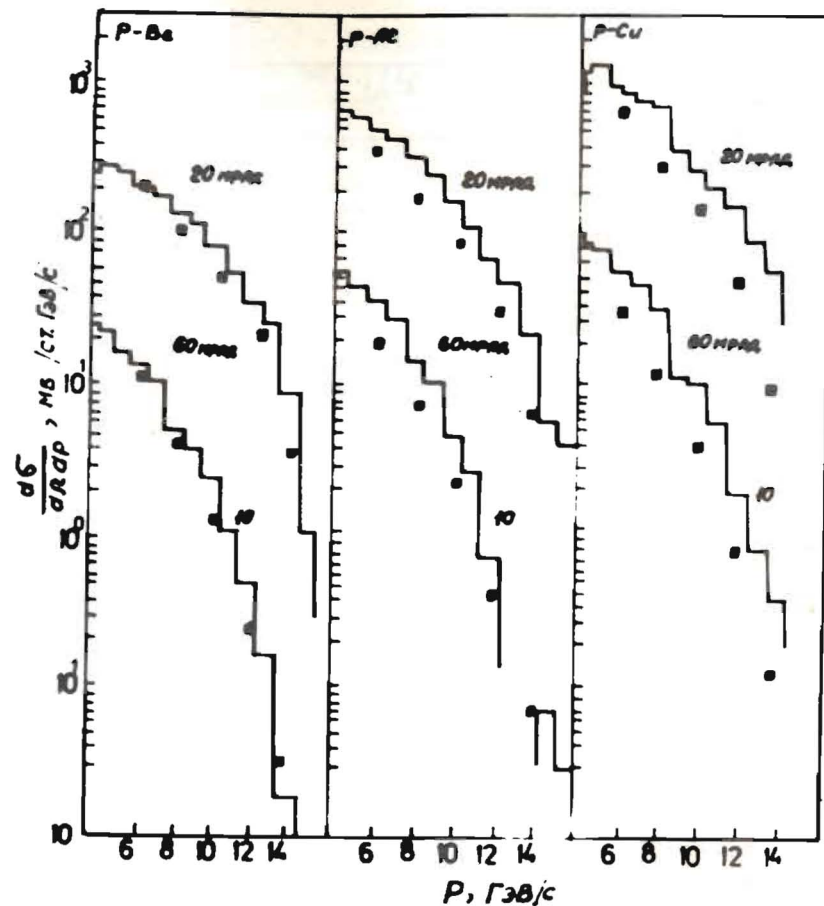


Рис. 9. Спектры π^- -мезонов под углами 20 и 60 мрад в pA-столкновениях при 19,2 ГэВ/с. Гистограммы - расчет.

В таблице приведены экспериментальные ^{10/} и расчетные квазиупругие сечения σ_{qel} для начального протона с импульсом 20 ГэВ/с. Расчетные сечения отнормированы на сечения поглощения $\sigma_{abs} = \sigma_{qel} + \sigma_{inel}$ из работы ^{11/}.

На рис. 6-9 приведены в сравнении расчетные и экспериментальные данные ^{8/} по двойным дифференциальным сечениям рождения адронов в pA-взаимодействиях при 19,2 ГэВ/с. В качестве мишеней брались ядра ⁹Be, ²⁷Al и ⁶⁴Cu /статистика дана в таблице/. Сечения рассчитывались по формуле

Таблица

	⁹ Be	²⁷ Al	⁶⁴ Cu
σ_{abs} , мб	209	447	794
$\sigma_{qel}^{эксп.}$, мб	30,0	43,3	57,6
$\sigma_{qel}^{расч.}$, мб	30,9	42,8	55,4
Число событий	635000	175000	50000

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dP}\right)_i = \sigma_{abs} \cdot \frac{N_i}{N} \cdot \frac{1}{2\pi\theta_L \cdot \Delta\theta_L \cdot \Delta P_L} \quad /26/$$

Здесь N_i - число частиц данного сорта в i -м импульсно-угловом интервале $\Delta\theta_L$, ΔP_L , а N - полное число взаимодействий протона с ядром, σ_{abs} - экспериментальное сечение поглощения. Ошибка экспериментальных точек $3 \div 5\%$. Рисунки свидетельствуют, что спектры протонов и π^+ в целом описываются удовлетворительно. В то же время выход π^- на ядерных мишенях /рис. 9/ оказывается завышенным в модели каскадирующего бариона.

В заключение хотим выразить благодарность Л.И.Сарычевой, Б.З.Копелиовичу и А.В.Тарасову за обсуждение и конструктивную критику.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бельзер Л.И. и др. ОИЯИ, P1-87-591, Дубна, 1987.
2. Кайдалов А.Б. - В кн.: Школа ИТЭФ по физике, вып. 2. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.3.
3. Амелин Н.С. и др. - ЯФ, 1984, т.40, вып. 6 /12/, с.1560.
4. Ranft J., Ritter S. - Z. Phys., 1985, C27, p.413.
5. Алавердян Г.Б. и др. - ЯФ, 1977, т.25, с.666.
6. Волковитский П.Э. - ЯФ, 1986, т.44, вып.3, с.729.
7. Field R.O., Feynman R.P. - Nucl. Phys., 1978, B136, p.1.
8. Allaby J.V. et al. CERN, 70-12, 1970.
9. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-86-837, Дубна, 1986.

10. Belletini G. et al. - Nucl. Phys., 1966, 79, p.609.
11. Горин Ю.П. и др. - ЯФ, 1973, т.18, с.336.
12. Goulianos K. - Phys. Rep., 1983, v.101, p.169.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 ноября 1988 года.