

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-26

P2-98-26

Б.Ганхуяг*

ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК π^- -МЕЗОНОВ
И ПРОТОНОВ В np -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПРИ $P_n = 1,25 + 5,1$ ГэВ/с
В РАМКАХ МОДЕЛИ FRITIOF

*E-mail: ganhuyag@sunhe.jinr.ru

1 Введение

В последнее время в связи с проблемой разработки подкритических электродренных установок возродился интерес к адрон-ядерным и ядро-ядерным взаимодействиям при умеренных энергиях $\sim 1-2$ ГэВ/нуклон. Традиционно такие взаимодействия описываются в рамках каскадно-испарительной модели. Однако, как показано в работах [1,2], каскадно-испарительная модель для соударений достаточно тяжелых ядер при $E \sim 3,1 - 3,4$ ГэВ/нуклон переоценивает множественность рожденных частиц и вероятность процессов сильного разрушения ядер. В то же время, простая модель FRITIOF [3,4] дает достаточно хорошие результаты [2], и представляет интерес снизить порог ее применения до $E \sim 1-3$ ГэВ/нуклон.

Модель FRITIOF [3] предполагает, что в неупругих адрон-адронных взаимодействиях происходит возбуждение адронов в состоянии непрерывного спектра масс без обмена квантовыми числами между сталкивающимися адронами

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h'_2. \quad (1)$$

То есть предполагается, что все взаимодействия имеют дифракционный характер. При этом можно выделить три случая:

1) дифракция налетающего адрона (DP)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h_2; \quad (2)$$

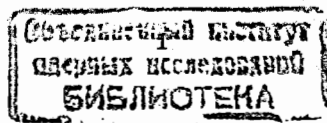
2) двухвершинная дифракция (DD)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h'_2; \quad (3)$$

3) дифракция адрона мишени (DT)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + h'_2. \quad (4)$$

Минимальная масса возбужденных нуклонных состояний полагается равной $1,2$ ГэВ. В силу этого в нуклон-нуклонных взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} \leq 2,4$ ГэВ или при $P_{lab} \leq 1,91$ ГэВ/с, согласно модели, возможны только процессы одновершинной дифракции. При более высоких энергиях возможны процессы двухвершинной дифракции. Соотношение между сечениями различных процессов определяется распределением по массам адронов h'_1 и h'_2 ($M_{h'_1}$ и $M_{h'_2}$). Для выбора масс используется следующий подход: в системе центра масс сталкивающихся



адронов закон сохранения энергии - импульса записывается в виде

$$\begin{aligned} E_{h_1} + E_{h_2} &= E_{h'_1} + E_{h'_2} = \sqrt{s_{ab}}, \\ p_{h_1z} + p_{h_2z} &= p_{h'_1z} + p_{h'_2z} = 0, \\ 0 &= \vec{p}_{h'_1\perp} + \vec{p}_{h'_2\perp}, \end{aligned} \quad (5)$$

где E_{h_1} и E_{h_2} ($E_{h'_1}$, $E_{h'_2}$)-энергии исходных (конечных) адронов h_1 и h_2 (h'_1 , h'_2), а p_{h_1z} и p_{h_2z} - продольные компоненты импульсов (проекция импульсов на ось взаимодействия).

Складывая и вычитая первые два уравнения системы (5), преобразуем ее к виду

$$\begin{aligned} P_{h_1}^+ + P_{h_2}^+ &= P_{h'_1}^+ + P_{h'_2}^+ \\ P_{h_1}^- + P_{h_2}^- &= P_{h'_1}^- + P_{h'_2}^- \\ 0 &= \vec{p}_{h'_1\perp} + \vec{p}_{h'_2\perp}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $P^+ = E + p_z$, $P^- = E - p_z$.

При высоких энергиях приближенно имеем

$$P_{h_1}^- \simeq m_{h'_1}^2/2 |p_{h'_1z}|, P_{h_2}^+ \simeq m_{h'_2}^2/2 |p_{h'_2z}|. \quad (7)$$

Поэтому используемое в модели распределение по $P_{h_1}^-$ и $P_{h_2}^+$ приобретает вид

$$\begin{aligned} dW &\sim dP_{h_1}^-/P_{h_1}^- \simeq dm_{h'_1}^2/m_{h'_1}^2, \\ dW &\sim dP_{h_2}^+/P_{h_2}^+ \simeq dm_{h'_2}^2/m_{h'_2}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Пределы изменения $P_{h_1}^-$ и $P_{h_2}^+$ определяются как

$$[P_{h_1}^-, P_{h_2}^-], [P_{h_2}^+, P_{h_1}^+]. \quad (9)$$

Возбужденные адроны h'_1 и h'_2 рассматриваются как кварковые струны, и для описания их распадов привлекается соответствующая кварковая модель [5]. Считается, что кварковая модель применима при достаточно больших массах струн, которые возникают при высоких энергиях. Поэтому программу FRITIOF применяли в основном при высоких энергиях. Можно ожидать, что предсказания модели FRITIOF войдут в противоречие с экспериментальными данными о процессах, в которых могут появиться состояния с малыми массами. Это или процессы дифракционной диссоциации при высоких энергиях, или процессы соударений при умеренных энергиях.

Выделение дифракционных процессов при высоких энергиях сопряжено с определенными экспериментальными трудностями. Поэтому мы обратились к данным о характеристиках π^- -мезонов и протонов в pp -взаимодействиях при $P_n = 1,25-5,1$ ГэВ/с, любезно предоставленных группой по изучению нейтрон-протонных взаимодействий Ю.А. Трояна.

2 Описание характеристик π^- -мезонов в pp -взаимодействиях при $P_n=1-5$ ГэВ/с

На рис. 1 представлены экспериментальные и расчетные распределения π^- -мезонов по быстройте $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$. Здесь E и p_z - энергия и продольный импульс π -мезона. Как видно из рисунка, расчетные распределения обладают бимодальной структурой особенно при низких энергиях. Кажется бы, это является следствием предполагаемого дифракционного характера взаимодействий - пик при больших быстройтах связан с дифракцией налетающего адрона, а пик при малых быстройтах - связан с дифракцией нуклона-мишени. Однако при импульсе нейтрона, равном 1,25 ГэВ/с, дифракционная система с массой 1,2 ГэВ должна покоиться в системе центра масс сталкивающихся адронов. То есть бимодальная структура расчетного распределения не является следствием дифракционной диссоциации адронов, а отражает анизотропию распада струн с малой массой. Прямое моделирование распадов струн с малой массой показало, что бимодальная структура характерна для распадов струн с массой меньше или равной 1,7 ГэВ. В распадах таких струн доминируют двухчастичные каналы. При больших массах доминируют многочастичные каналы распада, и расчетные распределения становятся более регулярными.

Учитывая характер экспериментальных распределений при $P_n = 1,25; 1,73$ ГэВ/с, представляется разумным моделировать изотропный распад струн с малой массой в случае двухчастичного канала распада. Граничное значение массы струн - 1,7 ГэВ, ниже которого применялась предлагаемая процедура, выбрано из требования наилучшего описания экспериментальных данных. Как видно из рисунка 1 (сплошные кривые), это позволило практически точно описать экспериментальные распределения.

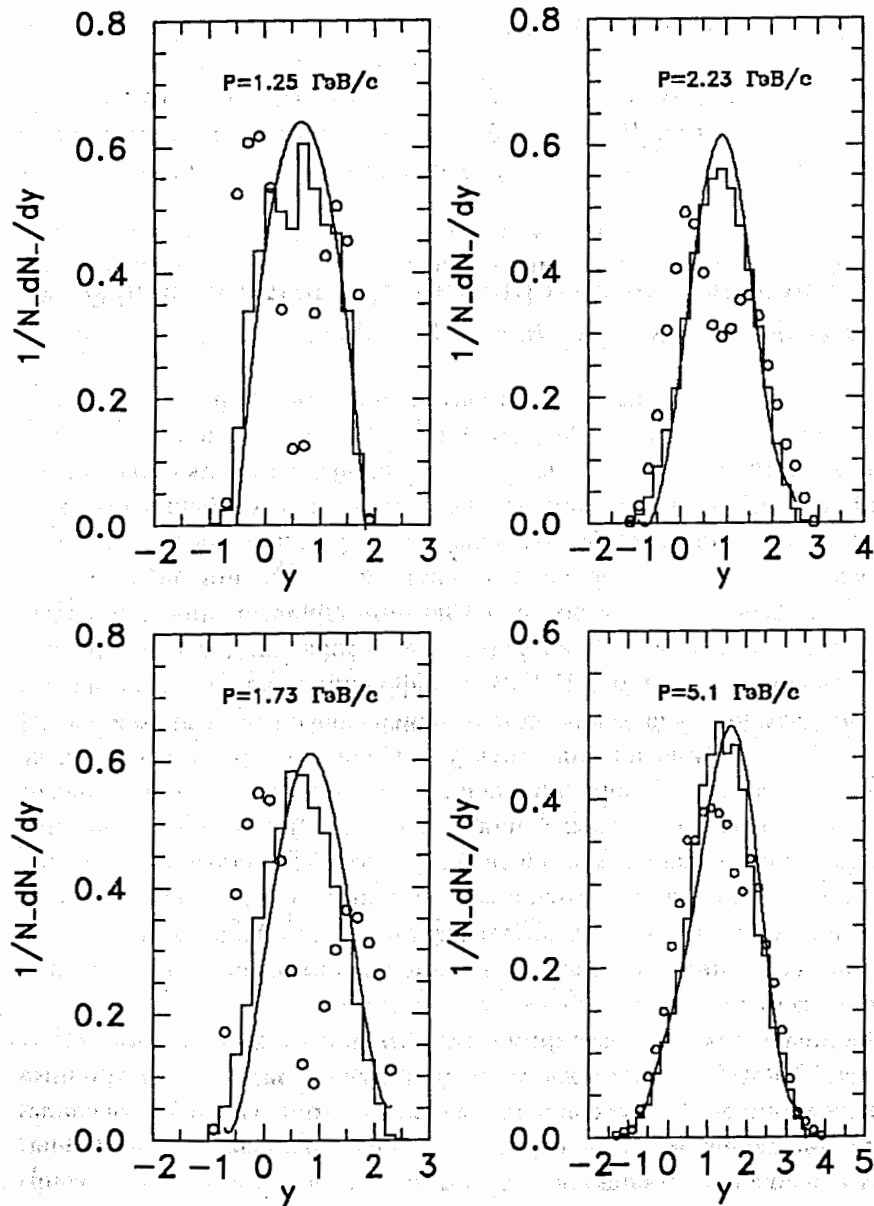


Рис. 1: Распределения π^- -мезонов по быстротам в pr -взаимодействиях. Гистограммы - экспериментальные данные [6]. Светлые точки - расчеты по исходной модели. Сплошные кривые - расчеты по модифицированной версии модели

Сложнее оказалось дело с описанием распределений π^- -мезонов по поперечному импульсу - P_T . Модель предсказывала средние поперечные импульсы, превосходящие соответствующие экспериментальные значения (см. светлые точки на рис. 2) даже при изменении характера распада струн с малой массой. Здесь показательным явилось распределение при $P_n = 1,25$ ГэВ/с. Оно характерно для изотропного распада. При этом максимум распределения определяется массой распадающейся системы. Для изменения среднего поперечного импульса была выбрана минимальная масса возбужденных нуклонных состояний до значения 1,2 ГэВ. Это видно из рис. 2.

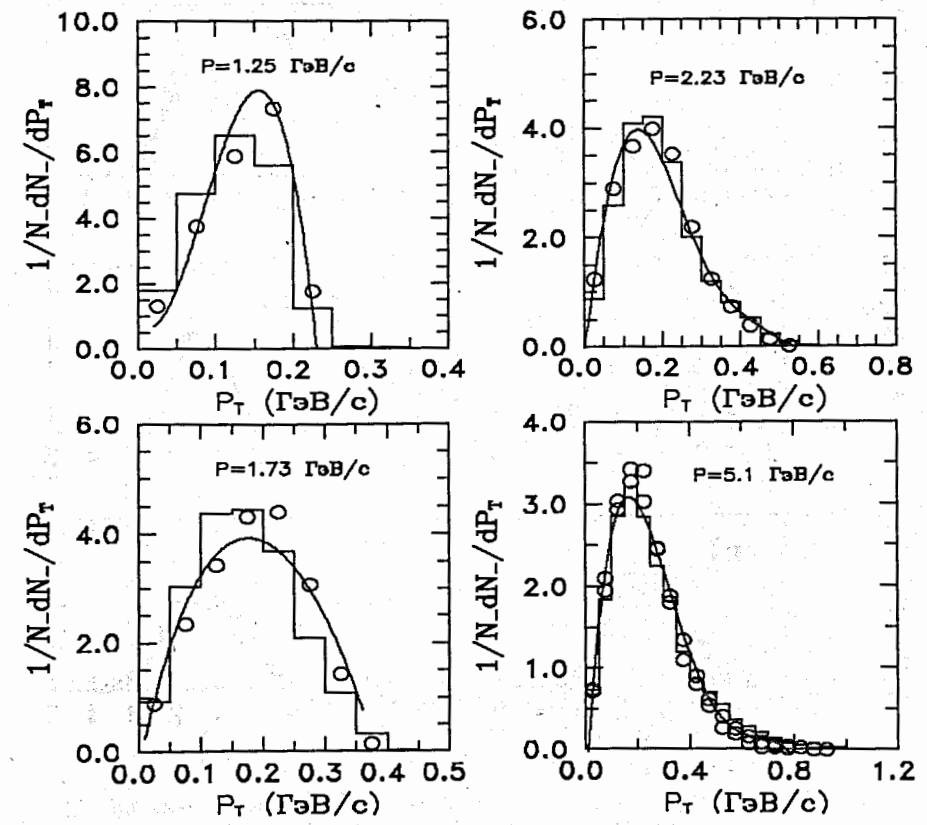


Рис. 2: Распределения π^- -мезонов по поперечным импульсам в pr -взаимодействиях. Обозначения, как и на рис. 1.

Модель FRITIOF предполагает, что в ходе взаимодействия сталкивающиеся адроны h_1 и h_2 обмениваются поперечным импульсами P_T .

Распределение по P_T имеет вид

$$dW = b^2 e^{-BP_T} P_T dP_T, \quad B = 12,5 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}.$$

В [7] было предложено использовать значение $B = 3,33 \text{ (ГэВ/с)}^{-1}$, что делалось в расчетах.

Интересно отметить, что модифицированная модель воспроизводит не только инклюзивные одночастичные распределения π^- -мезонов по быстрой или по поперечному импульсу, но и совместное распределение π^- -мезонов по быстрой и поперечному импульсу.

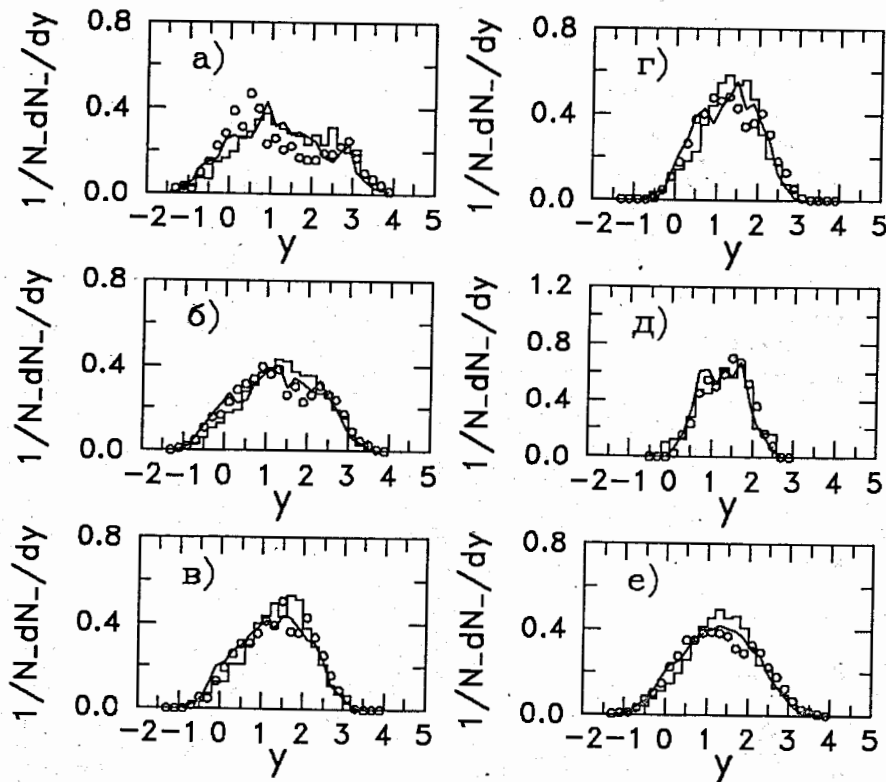


Рис. 3: Распределения π^- -мезонов по быстрой в pr -взаимодействиях при $P_n = 5,1 \text{ ГэВ/с}$ при различных поперечных импульсах: а) $0 \leq P_T < 0,1$; б) $0,1 \leq P_T < 0,2$; в) $0,2 \leq P_T < 0,3$; г) $0,3 \leq P_T < 0,5$; д) $0,5 \leq P_T < 0,7$; е) $0 \leq P_T < 0,9 \text{ ГэВ/с}$. Обозначения, как и на рис. 1

На рис. 3 представлены распределения π^- -мезонов по быстрой при разных значениях поперечного импульса. Как видно из рисунка,

если исходная модель воспроизводила экспериментальные распределения довольно грубо, то модифицированная модель описывает экспериментальные данные значительно точнее.

Важными характеристиками взаимодействий являются сечения отдельных каналов реакций. В табл. 1 – 3 приведены сечения полученные в результате расчеты, нормированные на экспериментально измеренные полные неупругие сечения pr -взаимодействий при $P_n = 3,83$ и $5,10 \text{ ГэВ/с}$, вместе с экспериментальными данными [8]. Расчетные величины даны в скобках.

Таблица 1: Сечения неупругих реакций 1-лучевых звезд (мб)

Канал реакций	Импульсы [ГэВ/с]	
	3.83	5.1
$pr \rightarrow pr + m\pi^0$	6.53 ± 1.04 (6.23)	4.03 ± 0.95 (5.08)
$pr \rightarrow n\pi^+ + m\pi^0$	4.18 ± 0.18 (4.71)	5.13 ± 0.34 (4.97)
$\sigma_{top}^1(inel.)$	10.7 ± 1.1 (10.3)	9.2 ± 1.0 (10.1)

Таблица 2: Сечения неупругих реакций 3-лучевых звезд (мб)

Канал реакций	Импульсы [ГэВ/с]	
	3.83	5.1
$pr \rightarrow pr\pi^-$	2.35 ± 0.12 (1.62)	2.13 ± 0.11 (1.75)
$pr \rightarrow pr\pi^-\pi^0$	1.83 ± 0.13 (3.03)	2.05 ± 0.12 (2.60)
$pr \rightarrow pr\pi^+\pi^-$	6.46 ± 0.32 (4.46)	6.22 ± 0.28 (4.38)
$pr \rightarrow 3 \text{ заряд.} + m \text{ нейтр.}$	1.91 ± 0.24 (2.69)	5.37 ± 0.30 (5.09)
σ_{top}^3	12.6 ± 0.4 (12.1)	15.8 ± 0.4 (14.9)

Как видно из таблиц, модель качественно воспроизводит соотношения между топологическими сечениями. В то же время, расхождение между экспериментальными и расчетными сечениями отдельных каналов реакций может быть довольно большим.

Таблица 3: Сечения реакций 5-лучевых звезд (мб)

Канал реакций	Импульсы [ГэВ/с]	
	3.83	5.1
$nr \rightarrow rrp^+\pi^-\pi^-$	0.31 ± 0.04 (0.41)	0.56 ± 0.04 (0.90)*
$nr \rightarrow rrp^+\pi^-\pi^-\pi^0$	0.08 ± 0.01 (0.06)	0.34 ± 0.03 (0.28)
$nr \rightarrow nrp^+\pi^+\pi^-\pi^-$	0.10 ± 0.02 (0.05)	0.42 ± 0.04 (0.39)
$nr \rightarrow 5 \text{ заряд.} + m \text{ нейтр.}$	0.03 ± 0.01 (0.03)	0.17 ± 0.01 (0.09)
$\sigma_{\text{тор}}^5$	0.51 ± 0.04 (0.57)	1.49 ± 0.12 (1.55)

3 Описание характеристик протонов в nr -взаимодействий при $P_n=3,83$ и $P_n=5,1$ ГэВ/с

Анализ спектров протонов дает дополнительную информацию и позволяет точнее определить параметры модели. Для анализа использовались данные по следующим реакциям:

$$nr \rightarrow rrp^-; \quad (10)$$

$$nr \rightarrow rrp^-\pi^0; \quad (11)$$

$$nr \rightarrow nrp^+\pi^-. \quad (12)$$

В реакции (10) согласно модели доминируют процессы дифракционной диссоциации налетающей частицы. В реакции (11) – процессы двухвершинной дифракции. Наконец, в реакции (12) мы имеем равные вклады процессов одновершинной и двухвершинной дифракций. Поэтому изучение указанных реакций позволяет проверить различные компоненты модели.

Таблица 4: Вклады различных процессов в сечения nr -реакций при $P_n = 5,1$ ГэВ/с в процентах. σ_{exp} – экспериментальное значение сечения канала реакции [6]

Канал реакций	σ_{exp} (мб)	DP	DD	DT
$nr \rightarrow rrp^-$	2.35 ± 0.12	100	0	0
$nr \rightarrow rrp^-\pi^0$	1.83 ± 0.13	17	83	0
$nr \rightarrow nrp^-\pi^+$	6.46 ± 0.32	25	50	25

На рис. 4 представлены экспериментальные и расчетные распределения протонов по быстройте $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$. Здесь E и p_z – энергия и продольный импульс протона. Экспериментальные данные представлены гистограммами, расчеты по исходному варианту модели – светлыми точками, сплошными кривыми – последние расчеты, о которых речь пойдет ниже.

Как видно из рисунков, в экспериментальных данных о реакциях (10) наблюдается бимодальная структура распределений. Пик при малых быстройтах обусловлен сохранившимся протоном мишени. Пик при больших быстройтах связан с протонами, образовавшимися при дифракции налетающих частиц. В реакциях (11) структура распределений выражена гораздо слабее. Наконец, в реакциях (12) имеет место преимущественное образование протонов в области фрагментации мишени.

Расчеты по исходному варианту модели согласуются с данными по реакциям (10) и (11). В то же время расчеты распределений для реакции (12) имеют пик в области $y \sim 1,8$, не наблюдаемый в эксперименте.

Анализ расчетов показал, что пик в распределении протонов, образовавшихся при дифракции налетающей частицы по каналу $n' \rightarrow n\pi^+\pi^-$ находится в области $y \sim 0,4$ (см. светлые квадратные точки на рис. 4е).

В том же месте находится пик и в распределении протонов при дифракции протонов мишени по каналу $p' \rightarrow rp^+\pi^-$ (см. темные квадратные точки на рис. 4е). В то же время пик в распределении протонов, образовавшихся в процессах двухвершинной дифракции ($n' \rightarrow r\pi^-$, $p' \rightarrow n\pi^+$), лежит в области $y \sim 1,8$ (см. звездочки на рис. 4е). Простейший путь устранения расхождения – допустить зарядовый обмен между сталкивающимися адронами в процессах "двухвершинной дифракции". Что было сделано. То есть в 50 % случаев двухвершинной

дифракции мы производили обмен зарядом между сталкивающимися нуклонами. Это позволило лучше описать реакции (12), но ухудшило описание реакций (11).

На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные распределения протонов по поперечному импульсу в рассматриваемых реакциях. Как видно из рисунка, в большинстве случаев имеется расхождение между расчетами по исходному варианту модели и экспериментальными данными (см. светлые точки и гистограммы на рис. 5) — модель предполагает больший поперечный импульс, нежели это требуется для описания экспериментальных данных. Это обусловлено тем, что в модели распределение по поперечному импульсу $\vec{p}_{h_1\perp}$ было выбрано в виде

$$dW = e^{-|\vec{p}_{h_1\perp}|^2 / \langle p_{\perp}^2 \rangle} d^2 p_{h_1\perp} / \pi \langle p_{\perp}^2 \rangle, \quad \langle p_{\perp}^2 \rangle = 0,30 \text{ (ГэВ/с)}^2, \quad (13)$$

как и в работе [7]. В оригинальной версии модели использовалось значение $\langle p_{\perp}^2 \rangle = 0,08 \text{ (ГэВ/с)}^2$. В [7] анализировались взаимодействия ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10,7 ГэВ/нуклон. Большое значение среднего поперечного импульса в [7] было выбрано из требования описания распределений рожденных частиц по псевдобыстроатам, при этом авторы [7] не рассматривали описание нуклон-нуклонных взаимодействий.

Для описания данных, представленных в настоящей работе, использовалось значение $\langle p_{\perp}^2 \rangle = 0,08 \text{ (ГэВ/с)}^2$, что дало следующие результаты (см. сплошные кривые на рис. 5).

Судя по рисунку, для лучшего описания распределения протонов в реакции (10) по поперечным импульсам желательно увеличить среднее значение поперечного импульса. В то же время, для лучшего описания реакций (11) и (12) его нужно уменьшить. Безусловно, для разных каналов реакций можно задавать различные распределения по поперечному импульсу возбужденных адронов, однако это приведет к значительному усложнению программы, что нежелательно. Поэтому достигнутый уровень описания можно рассматривать как разумный компромисс между усложнением модели и точностью описания экспериментальных данных, имея целью качественное воспроизведение характеристик частиц в np -взаимодействиях.

Интересно отметить, что модель воспроизводит не только инклюзивные распределения протонов по быстротам или поперечным импульсам, но и совместное распределение протонов по быстротам при разных поперечных импульсах (см. рис.6).

Таким образом, в рамках сравнительно простой модели удается достичь комплексного описания спектра протонов в np -взаимодействиях, что имеет большое значение для моделирования адрон-ядерных и ядрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

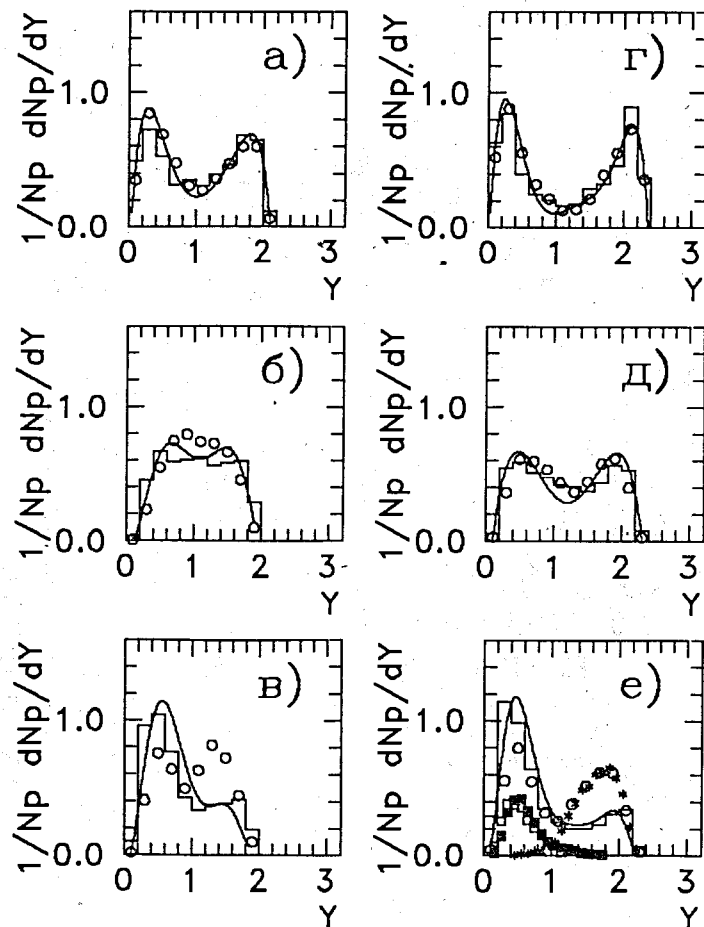


Рис. 4: Распределения протонов по быстротам в np -взаимодействиях при $P_n = 3,83 \text{ ГэВ/с}$ (а,б,в) и $P_n = 5,1 \text{ ГэВ/с}$ (г,д,е) при а) $np \rightarrow ppp^-$; б) $np \rightarrow ppp^-\pi^0$; в) $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$; г) $np \rightarrow ppp^-$; д) $np \rightarrow ppp^-\pi^0$; е) $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$; Гистограммы - экспериментальные данные [6], кривые - последний расчет

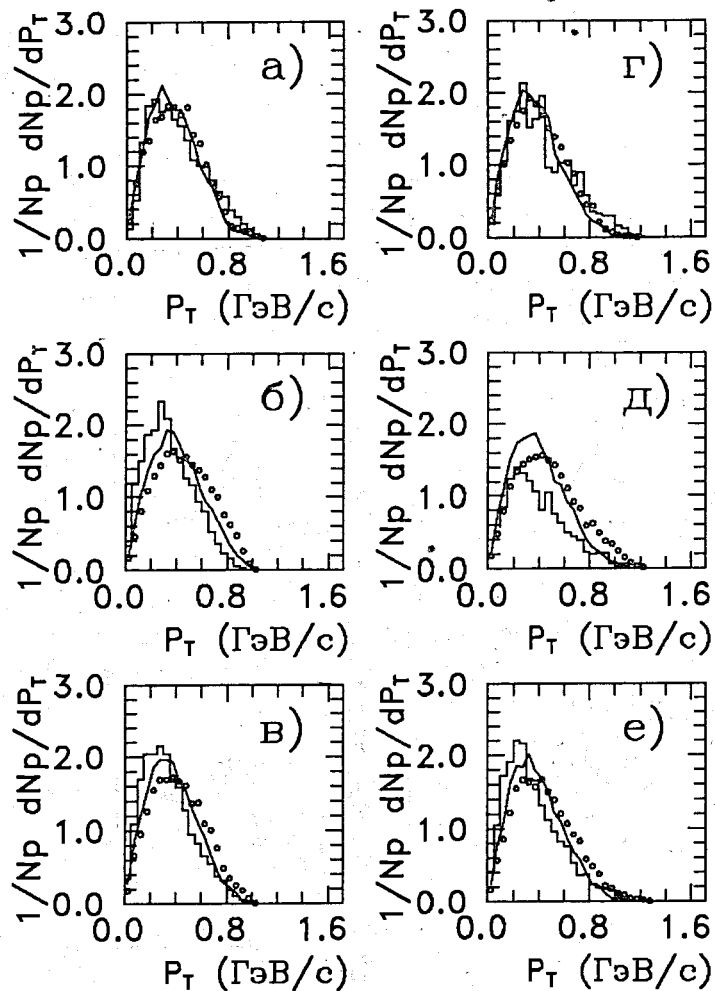


Рис. 5: Распределения протонов по поперечному импульсу в *pp*-взаимодействиях при $P_n = 3,83$ ГэВ/с (а,б,в) и $P_n = 5,1$ ГэВ/с (г,д,е) при а) $pp \rightarrow ppp^-$; б) $pp \rightarrow ppp^-\pi^0$; в) $pp \rightarrow ppp^+\pi^-$; г) $pp \rightarrow ppp^-$; д) $pp \rightarrow ppp^-\pi^0$; е) $pp \rightarrow ppp^+\pi^-$; Обозначения, как и на рис.4

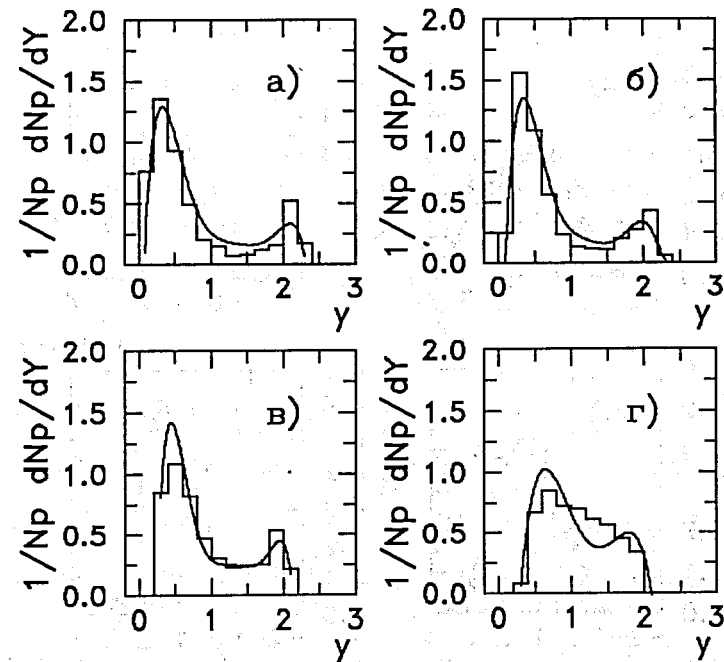


Рис. 6: Распределения протонов по быстротам в *pp*-взаимодействиях при разных поперечных импульсах: а) $0 < P_T < 0.2$; б) $0.2 < P_T < 0.4$; в) $0.4 < P_T < 0.6$; г) $P_T > 0.6$ при $P_n = 5,1$ ГэВ/с. Обозначения, как и на рис. 4

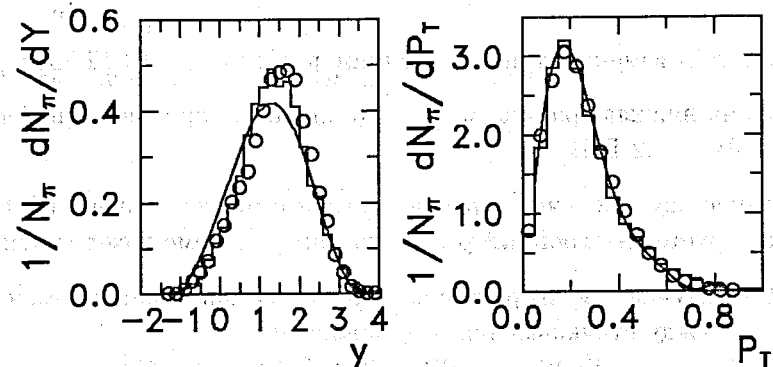


Рис. 7: Распределения π^- -мезонов по быстротам и поперечным импульсам в *pp*-взаимодействиях при $P_n = 5,1$ ГэВ/с. Гистограммы – экспериментальные данные [6], кривые – последний расчет

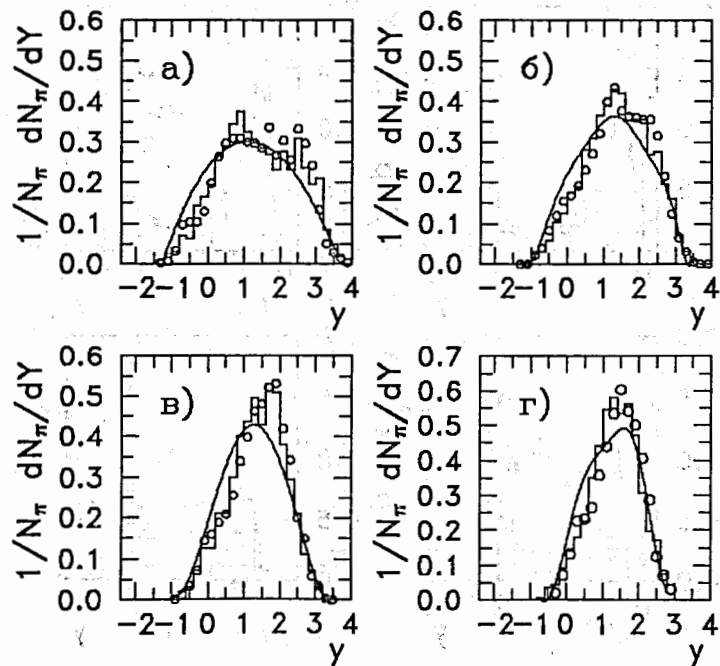


Рис. 8: Распределения π^- -мезонов по быстротам при разных поперечных импульсах: а) $0 \leq P_T < 0.1$; б) $0.1 \leq P_T < 0.2$; в) $0.2 \leq P_T < 0.3$; г) $0.3 \leq P_T < 0.5$; в pp -взаимодействиях при $P_n = 5, 1$ ГэВ/с. Гистограммы - экспериментальные данные [6], кривые - последний расчет

Перечислим изменения, произведенные в программе FRITIOF:

- выбрана нижняя граница масс возбужденных адронов со значениями 1,1 ГэВ до 1,2 ГэВ;
- в случае двухчастичного распада струн с массой меньше 1,7 ГэВ моделируется изотропный разлет частиц в системе покоя струны;
- в 50 % случаев двухвершинной дифракции допускается обмен зарядом между сталкивающимися адронами;
- уменьшено значение среднего квадрата поперечного импульса, которым обмениваются сталкивающиеся адроны, со значения 0,15 (ГэВ/с)² до 0,08 (ГэВ/с)².

Автор выражает благодарность В.В. Ужинскому, Р.Г. Бадалян, Ю.А. Трояну и А.П. Иерусалимову за интерес к работе и полезные обсуждения. Я очень признателен проф. А.А. Кузнецову за постоянное внимание, поддержку моей работы в Дубне и ценные обсуждения. Автор признателен группе по исследованию нейтрон-протонных взаимодействий Ю.А. Трояна за предоставленные экспериментальные данные.

Литература

- [1] В.В. Ужинский, А.С. Пак// ЯФ, 1996, т. 59. с. 1109
- [2] Б. Ганхуяг, В.В. Ужинский// ОИЯИ, P2-96-419. 1996. Дубна.
- [3] B. Andersson et al.,// Nucl. Phys. B. 1987. v. 281. p. 289.
- [4] B. Nilsson-Almqvist, E. Stenlund// Comp. Phys. Comm., 1987, v. 43, p. 387.
- [5] T. Sjöstrand, M. Bengtsson// Comp. Phys. Comm., 1987, v.3. p.367.
- [6] А. Абдивалиев и др// ОИЯИ, P1-82-507; 1982. Дубна.
- [7] A.I. Adamovich et al., (EMU-01 Collab.)// Zeit. fur Phys. C, 1997, in press.
- [8] К. Бешлиу и др.// ЯФ, 1986, т. 43, с. 888.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1998 года.