

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б-447

P1-88-33

И.М.Беляев*, О.П.Гавришук, П.И.Зарубин,
Л.С.Золин, В.Ф.Переседов, П.А.Рукояткин,
А.Ю.Суханов, С.В.Фролов*

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ВЫХОДА ПИОНОВ
В РЕАКЦИИ $p+C \rightarrow \pi^{\pm} (159^{\circ})+x$
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ ОТ 15 ДО 61 ГэВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва

Спектры адронов, вылетающих в заднюю полусферу при взаимодействии релятивистских частиц с ядрами при энергии $E_0 > 3 \div 5$ ГэВ, демонстрируют поведение, соответствующее предсказаниям гипотезы предельной фрагментации^{/1/} для частиц-фрагментов мишени: форма спектра и величина нормированного инвариантного сечения слабо зависят от сорта и энергии налетающей частицы. Эта особенность поведения спектров была отмечена в первых экспериментах по кумулятивному рождению протонов и получила название "ядерного скейлинга"^{/2/}. Однако впоследствии сопоставление данных по кумулятивному образованию пионов при энергии 8,9 ГэВ^{/3/} и 400 ГэВ^{/4/} показало существенное различие в величине сечения и наклоне жесткой части спектров пионов: при кумулятивном числе 2 сечения отличались на порядок величины. Это поставило под сомнение справедливость скейлингового поведения применительно к кумулятивным пионам.

В эксперименте, выполненном нами на протонном ускорителе ИФВЭ (Серпухов), проведено исследование кумулятивного образования адронов в интервале энергий первичных протонов $15 \div 61$ ГэВ. Одной из основных задач эксперимента было тщательное изучение энергетической зависимости сечений в указанном интервале энергий, где исследование кумулятивных процессов ранее не проводилось. Сопоставление с двумя существующими наборами данных (при $E_0 < 10$ ГэВ и $E_0 = 400$ ГэВ) должно было прояснить степень приближения к скейлингу.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнен на спектрометре кумулятивных адронов (СКА)^{/5/}. Основной особенностью постановки эксперимента было использование внутренней мишени ускорителя при сбросе пучка на мишень на подъеме магнитного поля ускорителя, т.е. при непрерывном нарастании энергии первичных протонов. Из традиционных преимуществ экспериментов на тонкой внутренней мишени для исследования энергетической зависимости кумулятивных процессов наиболее существенны два: 1) легкая регулируемость светимости мишени практически в любых необходимых пределах и 2) одновременность набора статистики в исследуемом энергетическом диапазоне.

Первое важно в связи с быстрым падением сечений с увеличением импульса кумулятивных частиц (на три-четыре порядка при увеличении кумулятивного числа на единицу), второе дает возможность

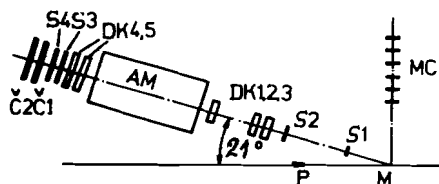


Рис. 1. Спектрометр кумулятивных адронов на внутренней мишени У-70. М — мишени, МС — мониторные счетчики, S1, S2 — сцинтилляционные счетчики, DK1,5 — дрейфовые камеры, Č1, Č2 — черенковские счетчики, АМ — анализирующий магнит.

снизить многие систематические погрешности, вызванные временной нестабильностью работы аппаратуры. Схема эксперимента показана на рис. 1. На рис. 2 изображена форма сброса пучка на внутреннюю мишень — углеродную нить толщиной 0,3 мм. В качестве трековых детекторов в СКА использовались дрейфовые камеры с координатным разрешением 150 мкм. Импульсное разрешение определялось в основном многократным рассеянием в веществе детекторов и составляло 2% для пионов с импульсом $250 \div 1000$ МэВ/с. Направление трека регистрировалось до и после магнита, что давало возможность, используя критерий "шивки" направлений треков в центре магнита, существенно снизить фон в жесткой части спектра, где число триггеров и число полезных событий отличались на два порядка^{16/}. Спектрометр имел широкий импульсный захват, и для выравнивания статистической обеспеченности различных импульсных интервалов измерения проводились при трех-четырёх значениях тока в анализирующем магните (рис. 3). При измерении выходов пионов в схему запуска включались черенковские счетчики с порогом регистрации для протонов выше

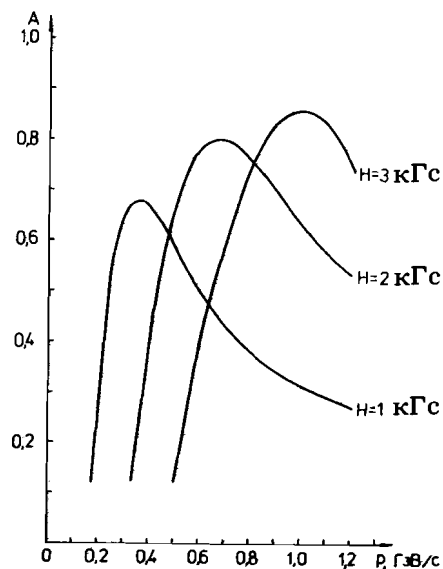


Рис. 3. Зависимость аксептанса спектрометра СКА от импульса пионов при трех значениях поля в анализирующем магните.

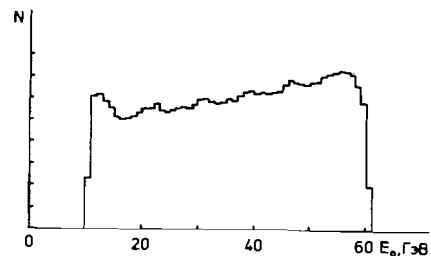


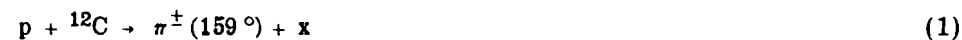
Рис. 2. Форма сброса внутреннего пучка протонов ускорителя на мишень установки СКА при нарастании энергии на подъеме магнитного поля.

1000 МэВ/с^{17/}, при этом медленные положительные частицы (p, d, t), потоки которых на два порядка превышают выход пионов, подавлялись электроникой запуска. Это обеспечивало симметрию измерений для π^+ - и π^- -мезонов на уровне триггера, число запусков и мертвое время аппаратуры при смене знака измерений отличались незначительно. С той же целью — снизить случайные и систематические погрешности в относительных π^+/π^- -измерениях — применялось частое чередование "+/-" серий путем коммутации тока в одном магнитном элементе — анализирующем магните, который работал в мягком режиме ($H \leq 0,3$ Тл), при этом режимы работы наиболее загруженных детекторов, расположенных до магнита, оставались неизменными.

При измерении энергетической зависимости сечений ответственной процедурой является нормировка показаний мониторов в рабочем интервале энергий. Для этой цели нами впервые была применена методика абсолютной нормировки мониторов, основанная на полном пересечении внутреннего пучка мишенью. Измерение выхода кумулятивных частиц выполнено на группе ядер. В данной работе приводятся результаты, полученные на ядре углерода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При анализе событий образования пионов с импульсом от 250 до 1000 МэВ/с в реакции



использованы данные двух сеансов с общим числом полезных событий $\sim 10^6$. В диапазоне энергий протонного пучка E_0 от 15 до 61 ГэВ вся статистика была распределена по 7 интервалам со средней энергией E_1 , равной 17, 22, 34, 41, 47 и 57 ГэВ. Шаг по импульсу пионов q составлял 50 МэВ/с. В итоге информация распределялась по $\sim 100 (E_1, q)$ -интервалам, и статистическая ошибка в большей части импульсного спектра равнялась $1 \div 1,5\%$. Ошибка моделирования аксептанса^{17/} для различных импульсов составляла 2,5%, таким образом, суммарная ошибка статистического характера $\sim 3\%$. Усреднение сечений по различным сериям измерений показывает, однако, что реальная ошибка измерений с учетом разброса результатов отдельных серий была на уровне $4 \div 5\%$. Существенное увеличение ошибок, обусловленное уменьшением статистики, имело место для $q > 800$ МэВ/с. Неточность определения абсолютной величины сечений, связанная с ошибкой абсолютной нормировки показаний мониторов и ошибкой, обусловленной неточным ($\sim 1\%$) знанием интеграла магнитного поля, оценивается нами в 15%. Обе эти ошибки не искажают энергетической зависимости сечений.

Известно, что спектры кумулятивных частиц в первом приближении удовлетворительно описываются экспонентой по кинетической

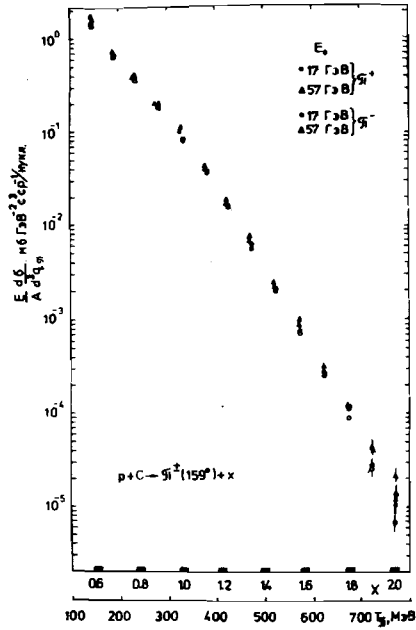


Рис. 4. Инвариантное сечение образования кумулятивных π^+ , π^- -мезонов протонами с энергией 17 и 57 ГэВ (на шкале X левый край отметок величины соответствует 17 ГэВ, правый – 57 ГэВ).

энергии частиц T или по кумулятивной переменной X. При вычислении X для случая пионов мы использовали согласно ^{3/} соотношение

$$X = \frac{(E_0 \cdot E - p_0 q \cos \theta - m^2/2)}{(E_0 - E - M_0)}, \quad (2)$$

где E, q, m, θ — полная энергий, импульс, масса и угол вылета пиона; E_0, p_0, M_0 — то же для налетающего протона. В нашей области энергий E_0 X незначительно отличается от переменной светового конуса $\alpha = (E - q \cdot \cos \theta) / M_0$ и X_F — Фейнмановской масштабной переменной.

На рис. 4 представлены инвариантные сечения $(E/A) d\sigma/d\vec{q}$ в зависимости от кинетической энергии π^+ и π^- -мезонов для крайних энергетических интервалов 17 и 57 ГэВ (сечения для остальных интервалов занимают промежуточное положение). Видно, что величина сечений при возрастании E_1 от 17 до 57 ГэВ растет очень незначительно, а форма спектра практически не меняется. Следует отметить изменение наклона T-спектров пионов вблизи кумулятивной границы ($X = 1$) при $T \approx 380$ МэВ ($q = q_0 \approx 500$ МэВ/с). Критерий χ^2 показывает, что при изменении T от 130 до 850 МэВ спектры плохо представляются единой экспоненциальной зависимостью, описание спектра существенно улучшается при аппроксимации независимыми экспонентами в мягкой ($q < q_0$) и жесткой ($q > q_0$) частях спектра. При более низкой энергии подобное поведение наблюдается при $E_0 = 8,9$ ГэВ в реакции $p + Al \rightarrow \pi^- + x$, для которой имеются статистически хорошо обеспеченные данные при угле $\theta = 168^\circ$ ^{3/}. Для оптимизации границы было рассмотрено поведение χ^2 в зависимости от q_0 для всех энергетических интервалов, минимум χ^2 отмечается при $q_0 = 500$ МэВ/с (рис. 5). При ошибках измерений сечений, указанных выше, их двухпараметрическое описание $C_{1,2} \exp(-T/T_{1,2})$, отдельно в докумулятивной ($q_1 < q_0$) и кумулятивной ($q_2 > q_0$) частях спектра, дает близкие к единице значения χ^2/NDF . Поведение $C_{1,2}$ и "температуры" спектров $T_{1,2}$ в зависимости от начальной энергии E_0 показаны на рис.6а, б. Здесь же приведены данные аналогичной аппроксимации для реакций $p + Al \rightarrow$

Рис. 5. Зависимость χ^2 от границы q_0 разделения областей с различными параметрами экспонент, аппроксимирующих инвариантные сечения.

$\rightarrow \pi^- (168^\circ) + x$ при $E_0 = 8,9$ ГэВ^{3/} и $p + C \rightarrow \pi^+ (160^\circ) + x$ при 400 ГэВ^{4/}. Можно отметить, что температура спектров при изменении E_0 от 15 до 61 ГэВ меняется незначительно в обеих частях спектра. Значение T_1 неплохо согласуется как с данными при $E_0 = 8,9$ ГэВ, так и при $E_0 = 400$ ГэВ, для кумулятивной

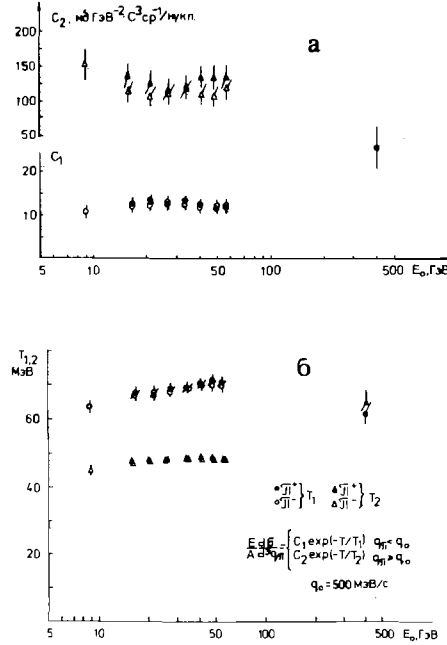
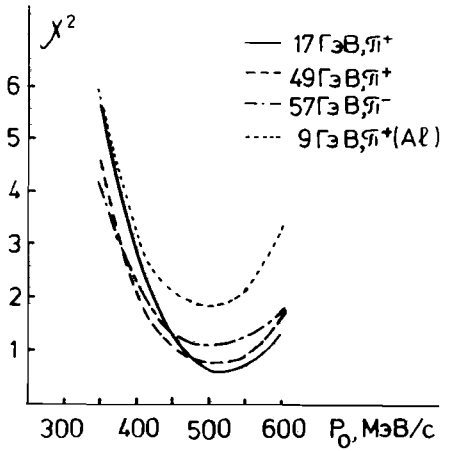


Рис. 6. Зависимость параметров экспонент $C_{1,2}$ и $T_{1,2}$ от энергии первичных протонов E_0 . При $E_0 = 8,9$ ГэВ и $E_0 = 400$ ГэВ приведены значения параметров соответственно для реакций $p + Al \rightarrow \pi^-(168^\circ) + x$ ^{3/} и $p + {}^{12}C \rightarrow \pi^+(160^\circ) + x$ ^{4/}.

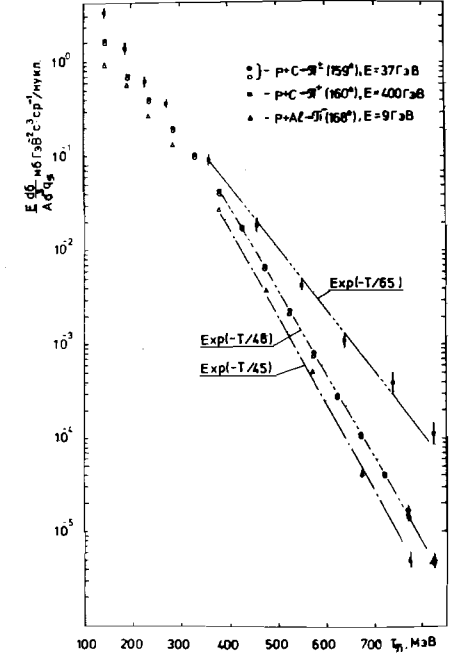


Рис. 7. Зависимость инвариантного сечения образования пионов в реакциях $p + C(Al) \rightarrow \pi^\pm + x$ от кинетической энергии пионов по данным трех экспериментов при $E_0 = 8,9$ ГэВ^{3/}, $E_0 = 37$ ГэВ (наши данные) и $E_0 = 400$ ГэВ^{4/}.

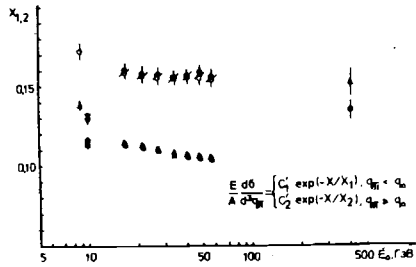


Рис. 8. Зависимость параметра экспоненты $X_{1,2}$ от начальной энергии E_0 при описании сечений через кумулятивную переменную X . При энергии $E_0 = 10,1$ ГэВ приведены данные ^{18/} для реакций $p + \text{Be} \rightarrow \pi^{\pm}(120^{\circ}) + x$ ($\square - \pi^{-}$, $\blacksquare - \pi^{+}$) и $p + \text{Al} \rightarrow \pi^{\pm}(120^{\circ}) + x$ ($\nabla - \pi^{-}$, $\blacktriangledown - \pi^{+}$). Для остальных энергий обозначения те же, что на рис. 6.

температуры T_2 ситуация иная — ее значение при $E_0 = 8,9$ ГэВ и $E_0 = 15 \div 61$ ГэВ существенно ниже, чем при $E_0 = 400$ ГэВ. Это отражается соответственно в нарастании с увеличением импульса расхождения значений инвариантных сечений образования кумулятивных пионов при $E_0 < 60$ ГэВ и $E_0 = 400$ ГэВ, что хорошо видно на рис. 7, где сопоставлены данные всех трех экспериментов.

В работе ^{13/} показано, что при наличии спектаторного механизма рождения кумулятивных пионов зависимость инвариантного сечения от кумулятивной переменной X при $\theta \approx 180^{\circ}$ должна отражать кварк-партонную структурную функцию ядра

$$Q(X, q_{\perp} = 0) \sim \exp(-X/X_0). \quad (3)$$

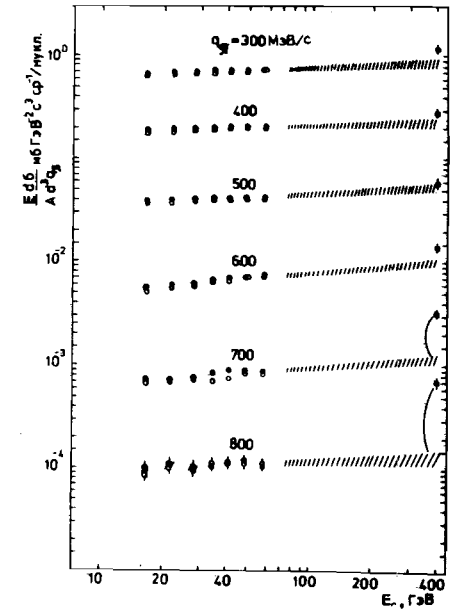
На рис. 8 изображено поведение параметра экспоненты (3) для реакций $p + C(\text{Be}, \text{Al}) \rightarrow \pi + x$ в диапазоне E_0 от 8,9 до 400 ГэВ. В кумулятивной области ($X_0 = X_2$) параметр X_0 уменьшается до 10,5 при увеличении энергии от 8,9 до 57 ГэВ, при этом в области $E_0 = 15 \div 61$ ГэВ зависимость от энергии приближается к логарифмической. Значение $X_0 = X_2$ при 400 ГэВ несовместимо с результатами при более низких энергиях. Это затрудняет оценку асимптотического значения X_0 , которое определяет структурную функцию ядра согласно указанной гипотезе ^{13/}.

Абсолютная величина сечений при фиксированном значении q медленно, как отмечено, увеличивается с ростом E от 15 до 61 ГэВ (рис. 9). E -зависимость может быть параметризована в виде

$$(E/A) d\sigma/d\vec{q} = C \cdot (1 + B \cdot \log(E_0/E^*)). \quad (4)$$

Значения C и B при $E^* = 37$ ГэВ (средняя энергия нашего E_0 -диапазона) представлены в табл. 1. Темп роста сечений, характеризуемый зависимостью параметра B от q (рис. 10), меняется с ростом импульса пионов примерно вдвое. Значение инвариантных сечений в соответствии с (4) увеличивается на $15 \div 25\%$ с ростом E_0 от 15 до 61 ГэВ и на $30 \div 60\%$ с увеличением E_0 до 400 ГэВ. Это заметно выше увеличения полного неупругого сечения σ_{in} , поэтому нормировка инвариантных сечений на σ_{in} не компенсирует их роста. В то же время представляется

Рис. 9. Зависимость инвариантных сечений для π^+ (\bullet) и π^- (\circ) мезонов при различных импульсах q от энергии протонов E_0 . \blacksquare — соответствующие сечения для π^+ -мезонов при энергии 400 ГэВ ^{14/}. Штрихами показан результат экстраполяции сечений к $E_0 = 400$ ГэВ при описании их логарифмической зависимостью вида $A(1 + B \cdot \log(E_0/37))$.



естественным, что указанный рост меньше увеличения полных инклюзивных сечений рождения пионов в $pN \rightarrow \pi$ реакциях, которое обусловлено в основном ростом множественности рождения пионов в центральных взаимодействиях ^{13/}. Экстраполяция к $E_0 = 400$ ГэВ дает возможность оценить применимость (4) к описанию результатов двух экспериментов. В кумулятивной области ($X < 1$, $q < < 500$ МэВ/с) результат экстраполяции близок к результатам измерений при $E_0 = 400$ ГэВ, в кумулятивной области ($X > 1$, $q > 500$ МэВ/с) имеет место расхождение, нарастающее с ростом q (или X). При достоверности данных это вынуждает предполагать, что для $X > 1$ при энергиях $E_0 > 60$ ГэВ начинает существенно увеличиваться вклад какого-то нового механизма образования кумулятивных пионов, с более сильной, чем логарифмическая, зависимостью от энергии в этой области (как, например, в случае рождения чарма), однако кандидата на эту роль среди известных нам процессов, по-видимому, нет.

Таким образом, слабое изменение ($\sim 20\%$) инклюзивного сечения рождения кумулятивных пионов при более чем трехкратном увеличении энергии первичных протонов ($15 \div 61$ ГэВ) позволяет заключить, что E -зависимость реакции (1) демонстрирует приближение к скейлингу аналогично поведению инклюзивных сечений "экзотических" (по квантовым числам) реакций образования адронов во фрагментационной области, кото-

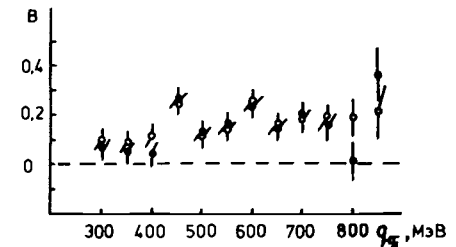


Рис. 10. Зависимость параметра наклона B от импульса пионов.

Параметры аппроксимации E_0 -зависимости инвариантных сечений $(E/A) d\sigma/d^3q = C(1 + B \log(E_0(\text{ГэВ})/E^*), E^* = 37 \text{ ГэВ})$

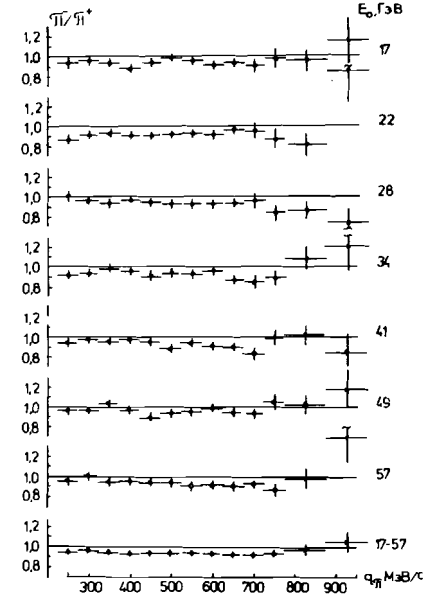
$q,$	π^+		π^-	
	$C(\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1})$	B	$C(\text{мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1})$	B
300				
300	$0,711 \pm 0,014$	$0,067 \pm 0,044$	$0,689 \pm 0,013$	$0,103 \pm 0,045$
350	$0,392 \pm 0,008$	$0,048 \pm 0,095$	$0,381 \pm 0,007$	$0,086 \pm 0,044$
400	$0,202 \pm 0,004$	$0,038 \pm 0,045$	$0,193 \pm 0,004$	$0,106 \pm 0,043$
450	$0,1043 \pm 0,0021$	$0,250 \pm 0,041$	$0,0970 \pm 0,0016$	$0,249 \pm 0,044$
500	$0,0425 \pm 0,0008$	$0,126 \pm 0,043$	$0,0400 \pm 0,0008$	$0,104 \pm 0,043$
550	$0,0184 \pm 0,0004$	$0,161 \pm 0,042$	$0,0172 \pm 0,0004$	$0,138 \pm 0,043$
600	$6,92 \pm 0,14$	$0,219 \pm 0,042$	$6,49 \pm 0,14$	$0,245 \pm 0,042$
650	$2,32 \pm 0,05$	$0,180 \pm 0,042$	$2,12 \pm 0,05$	$0,145 \pm 0,043$
700	$0,830 \pm 0,017$	$0,190 \pm 0,042$	$0,751 \pm 0,010$	$0,164 \pm 0,053$
750	$0,294 \pm 0,007$	$0,139 \pm 0,050$	$0,275 \pm 0,005$	$0,188 \pm 0,066$
800	$0,109 \pm 0,004$	$0,003 \pm 0,080$	$0,104 \pm 0,004$	$0,181 \pm 0,091$
850	$0,0385 \pm 0,002$	$0,351 \pm 0,106$	$0,0403 \pm 0,0019$	$0,196 \pm 0,172$
900	$0,0132 \pm 0,0010$	$0,532 \pm 0,107$	$0,0172 \pm 0,0015$	$0,360 \pm 0,179$

рое получило название "раннего скейлинга" /9/. Поведение сечений в кумулятивных процессах при $E_0 > 60 \text{ ГэВ}$ требует дальнейшего экспериментального изучения.

Отношение выходов $R(+/-)$ пионов разного знака дает полезную информацию при рассмотрении возможных механизмов образования кумулятивных адронов и связи поведения их спектров со структурной функцией ядер при $X > 1$. Если принять, как это предложено в /3/, что определяющим каналом образования кумулятивных пионов является адронизация кварков-спектаторов после жесткого взаимодействия кварка частицы-снаряда с одним из кварков многокварковой конфигурации в ядре-мишени, то в предположении "мягкой" адронизации кварков-спектаторов в пионы спектр пионов должен характеризовать структурную функцию распределения кварков при $X > 1$ в ядрах. При этом отношение $R(-/+)$, как отмечено в /10/, может отражать кварковый состав этих конфигураций (соотношение u - и d -кварков), а зависимость $R(-/+)$ от импульса q — различие структурных функций u - и d -кварков в них*. Поскольку u/d -отношение в изотоп-несимметричных ядрах отличается от единицы не более, чем на 15%, то, чтобы уловить отмеченные эффекты, отношение выходов π^- и π^+ -мезонов необходимо измерить с точностью 3%. Меры, отмеченные выше, позволили нам снизить ошибки относительных измерений до такого уровня.

Результаты измерения отношения $R(-/+)$ в зависимости от энергии первичных протонов и импульса пионов q приведены на рис. 11, а результаты линейной аппроксимации зависимости $R(-/+)$ от этих переменных — в табл. 2. Отклонение величины параметров наклона $B_{E,q}$ от нуля как в E^- , так и в q -зависимостях не превышает одной-двух ошибок $\Delta B_{E,q}$, что не позволяет

Рис. 11. Зависимость отношения $R(-/+)$ выходов π^- - и π^+ -мезонов от импульса пионов для различных интервалов энергии первичных протонов.



* Эффекты, связанные с возможным различием распределений u - и d -кварков в ядрах, были обсуждены также в работе /11/ на основе гипотезы о существовании многокварковых мешков в ядрах.

Таблица 2

Параметры аппроксимации E_0 - и q -зависимостей
отношения $R(-/+)$

$R(-/+)=A_E+B_E \log(E(\text{ГэВ})/37)$			$R(-/+)=A_q+B_q \log(q(\text{ГэВ}/c)-0,3)$		
$q,$ ГэВ/с	A_E	B_E	$E_0,$ ГэВ/с	A_q	B_q
0,3	$0,968 \pm 0,016$	$0,038 \pm 0,038$	17	$0,943 \pm 0,024$	$-0,036 \pm 0,103$
0,4	$0,955 \pm 0,015$	$0,064 \pm 0,035$	21	$0,917 \pm 0,023$	$0,055 \pm 0,101$
0,5	$0,938 \pm 0,014$	$-0,016 \pm 0,034$	27	$0,969 \pm 0,022$	$-0,126 \pm 0,093$
0,6	$0,935 \pm 0,011$	$0,021 \pm 0,027$	34	$0,955 \pm 0,022$	$-0,144 \pm 0,091$
0,7	$0,900 \pm 0,019$	$-0,013 \pm 0,048$	41	$0,981 \pm 0,021$	$-0,231 \pm 0,085$
0,8	$0,962 \pm 0,045$	$0,194 \pm 0,102$	49	$0,933 \pm 0,021$	$0,081 \pm 0,087$
0,9	$1,067 \pm 0,108$	$0,078 \pm 0,341$	57	$0,966 \pm 0,021$	$-0,126 \pm 0,085$
			15+61	$0,952 \pm 0,008$	$-0,063 \pm 0,035$

делать утверждение о наличии в реакции (1) явной зависимости отношения выходов π^- - и π^+ -мезонов от импульса пионов в интервале от 300 до 900 МэВ/с и от энергии первичных протонов в диапазоне E_0 от 15 до 61 ГэВ.

ВЫВОДЫ

1. В кумулятивном образовании пионов при взаимодействии протонов с энергией от 15 до 61 ГэВ с ядрами углерода наблюдается приближение к "энергетическому" скейлингу — инвариантное сечение с ростом энергии возрастает незначительно (~ 20%), температура (наклон) спектров π^\pm -мезонов с точностью 2% постоянна в кумулятивной ($X > 1$) части спектров.

2. Наклоны спектров при значениях кумулятивной переменной $X > 1$ и $X < 1$ существенно различны. Можно предположить, что смена температуры спектров вблизи кинематической границы $X = 1$ связана с перераспределением вклада различных механизмов образования пионов при переходе в кумулятивную область.

3. Величины сечений и наклоны спектров при $E_0 = 15 \div 61$ ГэВ близки к измеренным при более низких энергиях^{3/} в исследованном интервале импульсов пионов при изменении кумулятивной переменной X от 0,6 до 2. Однако в эксперименте, выполненном при энергии протонов $E_0 = 400$ ГэВ^{4/}, наблюдалось существенно иное поведение спектра пионов при $X > 1$. Это различие трудно согласовать с ожидаемым поведением сечений в режиме предельной фрагментации, который

проявляется в кумулятивных процессах при энергиях $E_0 > 3 \div 5$ ГэВ. В этой связи необходимы дополнительные экспериментальные данные для прояснения энергетической зависимости инклюзивных сечений в кумулятивных процессах при $E_0 > 60$ ГэВ.

4. Отношение выходов π^- - и π^+ -мезонов в реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^\pm(159^\circ) + x$ не выявляет зависимости от энергии первичных протонов и равно в среднем $R(-/+)=0,93$.

Авторы благодарят М.Д.Шафранова, Э.И.Мальцева и сотрудников отделов НЭОВК ЛВЭ и СНЭО ОИЯИ за постоянную поддержку при проведении эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Benecke J., Chou T.T., Yang C.N. — *Phys. Rev.*, 1969, v.188, p.2159.
2. Баяков Ю.Д. и др. — *ЯФ*, 1974, т.19, с.1266;
Лескин Г.А. — В сб.: *Труды XVIII Международной конференции по физике высоких энергий*. Д1,2-10400, т.1. Дубна: ОИЯИ, 1977, с.А-63.
3. Baldin A.M. et al. *JINR, E1-82-412- Dubna*, 1982.
4. Nikiforov N.A. et al. — *Phys. Rev. C*, 1980, v.22, p.700.
5. Беляев И.М. и др. — В сб.: *Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики*, Д2-82-568. Дубна: ОИЯИ, 1982, с.114.
6. Беляев И.М. и др. *Сообщение ОИЯИ*, P1-87-429, 1987.
7. Беляев И.М. и др. *Сообщение ОИЯИ*, 13-87-104, 1987.
8. Бояринов С.В. и др. *Препринт ИТЭФ №5*. М., 1987.
9. Гришин В.Г. *Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях*. М.: Энергоатомиздат, 1982.
10. Беляев И.М. и др. — В сб.: *Краткие сообщения ОИЯИ №8-85*, Дубна: ОИЯИ, с.29.
11. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. — *ЯФ*, 1985, т.41, в.2, с.498.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1988 года.