



AM9800019

Препринт ЕФН-1326(21)-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



АВАКЯН В.В., ГАРЯКА А.П., ЗАЗЯН Г.З.,  
МАМИДЖАНЫ Э.А., МУРАДЯН М.М., ОГАНЕСЯН А.Г.,  
ОГАНЯН Г.Ж., СОКОЯН С.О.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  $K_{\alpha}$  в  $p\text{Fe}$ ,  $n\text{Fe}$  и  $\chi\text{Fe}$ -  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В РАМКАХ СОВРЕМЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ПРИ  
ЭНЕРГИЯХ 0.5 - 5.0 ТэВ

2

29 - 45

ЦНИИАтоминформ

ЕРЕВАН - 1991

**We regret that  
some of the pages  
in this report may  
not be up to the  
proper legibility  
standards, even  
though the best  
possible copy was  
used for scanning**

Վ.Վ.ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա.Գ.ԳԱՐՅԱԿԱ, Հ.Զ.ԶԱԶՅԱՆ,  
Ա.Գ.ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Է.Ա.ՄԱՄԻՋԱՆՅԱՆ, Մ.Մ.ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ,  
Հ.Ժ.ՕԶԱՆՅԱՆ, Ա.Հ.ՍՈՒՈՅԱՆ

**К<sub>2</sub>Օ-ի ֓ՈՐԶԱՐԱՐԱԿԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԻ ՄԵԿՆԱԲԱՆՈՒՅՈՒՑՈՒՆԸ  
ՃԱՄԱՆԱԿԱԿԹ ՄՈՒԵԼՆԵՐԻ ՇՐՋԱՆԱԿՆԵՐՈՒՄ 0.5-5.0 ՏԷՎ  
ՏԻՐՈՒՅՑՈՒՄ ըՖe, ղՖe ԵՎ ՁՖe ՓՈՒԱԶԴԵՑՈՒՅՑՈՒՆՆԵՐԻ  
ՀԱՄԱՐ**

Բերված են , Գիոն, , տեղակայանքի /Արագած Լ./ կալորիմետրում նի-  
եզերական ժառագայթման պրոտոնների, նեյտրոնների և պիոնների սկզբնա-  
վորած միջուկա-էլեկտրամագնիսական հեղեղների պարամետրերի Ֆլուկտուա-  
ցիաների հետազոտման արդյունքները 0.5-5.0 ՏԷՎ տիրույթում: Հափված  
են К<sub>2</sub>Օ ոչ-ատոմայինության մասնակի զործակցի բաշխումները ըՖe, ղՖe  
և ՁՖe փոխազդեցությունների համար և կատարված է նրանց համեմատութ-  
յունը արքեր մոդելների կանխատեսումների հետ: Որոշված է ոչ-ատոմա-  
կան լիցքափոխման հավանականությունը ՁՖe փոխազդեցություններում:

К<sub>2</sub>Օ -ի փորձարարական բաշխումների մեկնաբանությունը ըՖe , ղՖe  
և ՁՖe փոխազդեցություններում 0.5-5.0 ՏԷՎ տիրույթում:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1991



В работе [1] нами исследовались ядерно-электромагнитные каскады (ЯЭК), генерированные первичными пионами и протонами космического излучения в веществе ионизационного калориметра (ИК) установки "Пион" [2], и по разработанной методике [3,4] определены средние значения парциального коэффициента неупругости  $K_{\pi^0}$ . Отсутствие к тому времени корректной методики измерения  $K_{\pi^0}$  в индивидуальных ЯЭК, регистрируемых в ИК, не позволило определить распределение  $K_{\pi^0}$  к настоящему времени на основе расчетов [5].

нами разработана методика измерения  $K_{\pi^0}$  [6] для индивидуальных событий при наличии энергетически выделенного (рожденного в области фрагментации)  $\pi^0$ -мезона в первом акте генерации ЯЭК. Метод [6] позволяет измерять в индивидуальных ЯЭК величину подпитки от релятивистских адронов множественного рождения, вклад которых в энерговыделение в области максимума ЯЭК значителен (в свинце, например, эта величина в среднем составляет 25-30% [7]).

Трудность определения такой подпитки в  $\pi^0$ -мезоны являлась основным препятствием во всех работах по измерению распределений  $K_{\pi^0}$  в ИК (см. напр., [8,9]). Методика [6] апробирована на расчетных ЯЭК, моделированных методом М-К, и эффективна при исследовании взаи-

модействий с наличием в потоке вторичных частиц  $\Lambda^0$ -мезонов с энергиями  $>0,1 \cdot E_0$ .

Целью настоящей работы является измерение и исследование распределений  $K_{\Lambda^0}$  для экспериментальных  $\Lambda^0$ Fe, pFe и nFe-взаимодействий на основе методики, предложенной в [5,6], и сравнение их с соответствующими расчетными распределениями.

Здесь приобретает актуальность достоверность используемой физической модели hA-взаимодействия, учитывающей основные физические процессы, происходящие в неупругом акте взаимодействия.

В [4] проведен сравнительный анализ экспериментальных данных и эмпирических аппроксимаций распределений наиболее существенных при моделировании ЯЭК характеристик неупругого акта пион- и протон-ядерных взаимодействий-энергии и множественности релятивистских и сильноионизирующих частиц, полного и парциальных коэффициентов неупругости, величины вероятности неупругой перезарядки пионов и протонов. Получены и сравнены усредненные экспериментальные и расчетные ЯЭК, генерированные пионами и протонами в однородном железном поглотителе при  $E_0 \geq 0,5$  ТэВ.

Анализ показал, что предложенная программа генерации ЯЭК [3,4] правильно отражает моделируемые физические процессы.

В [4] указывалось также на немногочисленность существующих к началу 80-ых годов экспериментальных данных по распределениям  $K_{\Lambda^0}$ . В космических лучах это было связано с трудностями, возникающими при попытках идентификации первичных адронов. Использование в эксперименте в космических лучах эффекта рентгеновского переходного излучения (см. напр., [10]) позволило успешно применить его для решения этой задачи, что и было сделано на установке "Пион" [2].

На ускорителях изучаются в основном инклюзивные процессы и практически отсутствуют данные по эвентуальным характеристикам, потому, как указывается в [11], извлечь из ускорительных данных информацию о распределениях  $K_{\pi^0}$  невозможно. Провести сравнение с ускорительными данными удалось лишь для средних значений парциального коэффициента неупругости  $K_{\pi^0}$  [12,13]. В работе [13] на основе анализа инклюзивных спектров фотонов на эксперименте UA7 [14] при  $\sqrt{s}=630$  ГэВ рассчитан  $\langle K_{\gamma} \rangle = 0,193 \pm 0,004$  для  $pp$  взаимодействий, что, кстати совпадает с нашими данными [1] для протон-ядерных взаимодействий ( $\langle K_{\pi^0}^{pFe} \rangle = 0,193 \pm 0,011$ ) при  $E_p \gtrsim 0,5$  ТэВ.

Многочисленность новых ускорительных данных по инклюзивным спектрам  $\pi^0$ -мезонов [14-16], а также разработка теоретических моделей, хорошо описывающих эти спектры (напр., [17]), стимулировали нас к получению распределений  $K_{\pi^0}$  из этих данных методом розыгрыша, описанным ниже, с целью их сравнения как с заложенными в М-К расчет [3,4] распределениями, так и распределениями, полученными нами на эксперименте.

Модель кварк-глюонных струн [17], широко используемая в литературе при моделировании физических процессов акта неупругого  $hh$  и  $hA$ -взаимодействий, хорошо описывает экспериментальные инклюзивные и полуинклюзивные спектры и распределения по множественности в неупругих адрон-адрон и адрон-ядерных взаимодействиях в исследуемой области энергий [18-20].

На основе МКГС в ФИАН была создана программа моделирования ЯЭК в однородном поглотителе [21].

Ниже проводится сравнение результатов расчетов [3,4] с результатами программы [21] по распределениям  $K_{\pi^0}$ .

## 1. Модель кварк-глюонных струн(МКГС) и распределения $K_{\pi^0}$

Для вычисления распределений коэффициента неупругости  $K_{\pi^0}$  в ЛА и рА-взаимодействиях был использован алгоритм генерации сильных взаимодействий, воспроизводящий результаты модели кварк-глюонных струн. Подробно данный алгоритм описан в [21].

Алгоритм позволяет генерировать взаимодействия нуклонов, пионов, каонов с ядрами при энергиях  $0,03 \cdot T \text{ЭВ} < E_0 < 10^4 \text{ ТЭВ}$ . В алгоритме учитывается рождение пионов,  $K, \Lambda, \eta$ -мезонов, а также нуклон-антинуклонных пар.

Инклюзивные спектры вторичных частиц соответствуют спектрам в модели КГС для адрон-ядерных взаимодействий, которые хорошо совпадают с существующими экспериментальными данными(см. напр., [20]).

Генерация событий с последующим определением  $K_{\pi^0}$  в каждом из них проводилась следующим образом.

Выбирался тип взаимодействия(периферическое, дифракционное). Спектры дифракционных событий и неупругой перезарядки ( $\pi^+ \pi^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+$ ,  $p \rightarrow n$ ) брались согласно реджистике. Вычислялось среднее число вторичных частиц в зависимости от  $S$ , где  $\sqrt{S}$ -полная энергия, за исключением энергии лидирующей частицы(если произошла дифракция). Считалось, что распределение по множественности удовлетворяет KNO-скейлингу, и по KNO-распределению разыгрывалось число вторичных частиц. По соответствующим инклюзивным спектрам разыгрывалась энергия всех вторичных частиц, причем в каждом событии закон сохранения энергии и импульса выполнялся с точностью до 0.2%. По соотношениям соответствующих дифференциальных спектров определялись сорта вторичных частиц с учетом закона сохранения заря-

да. И, наконец, вычислялась суммарная энергия  $\pi^0$ -мезонов и строилось распределение по  $K_{\pi^0} = \sum E_{\pi^0} / E_0$ .

На рис. 1(а,б) пунктиром показаны результаты этих расчетов для  $p\bar{p}(\pi^0)$  и  $\pi^+p(\pi^0)$  взаимодействий в сравнении с распределениями  $K_{\pi^0}$ , заложенными в М-К расчет [3,4] для  $p\bar{p}$  и  $\pi^+p$  взаимодействий (сплошные гистограммы).

Как было указано в [4], созданная нами программа была нацелена на решение методических задач. Основное отличие модели [3,4] в сравнении с [21] заключается в том, что в первом алгоритме неупругое взаимодействие разыгрывается по аналитически заданным эмпирическим спектрам [22], достоверность которых обеспечивается экспериментами при энергиях в несколько ТэВ [4].

Согласие результатов программы [3,4], как видно из рис. 1, с результатами физически более достоверной программы [21] еще раз подтверждает, что алгоритм [3,4] достаточно полно отражает все физические процессы, происходящие в моделируемых  $hA$  - взаимодействиях. Это, в свою очередь, дает основание считать в дальнейшем достоверность предлагаемой методики определения  $K_{\pi^0}$  в индивидуальных ЯЭК [5,6] достаточной для ее непосредственного применения на эксперименте.

На рис. 2(а,б) показаны определенные путем обработки расчетных ЯЭК по методике [6] распределения  $K_{\pi^0}$  в сравнении с непосредственно заложенными в М-К модель [3,4] распределениями для  $\pi^+p$  и  $p\bar{p}$  взаимодействий при  $E_0 = 2.0$  ТэВ. Несмотря на согласие заложенного в расчет и измеренного распределений, очевидна некоторая систематическая завышенность измеренного распределения в области больших  $K_{\pi^0} > 0.4$ . Причиной такого завышения, как указывалось в [6] является "перекачка" событий с меньшими  $K_{\pi^0}$  в сторону больших из-

за так называемого эффекта "слипания", когда глубины генерации  $\pi^0$ -мезонов в первом акте взаимодействия и генерации  $\pi^0$  от релятивистских адронов множественного рождения разнятся менее чем на  $3t_0$  радиационные единицы длины. В этом случае однозначно определить величину подпитки в  $K_{\pi^0}$  от релятивистских адронов невозможно и рассчитанная по методике [6] величина  $K_{\pi^0}^{\text{ММ}}$  будет несколько превышать заложенную в М-К расчет  $K^{\text{М-К}}$ .

Таблица 1.

$K_{\pi^0}$	P	$\pi$	$K_{\pi^0}$	P	$\pi$
0,20-0,25	1,24	1,19	0,60-0,65	0,46	0,82
0,25-0,30	1,18	1,16	0,65-0,70	0,67	0,69
0,30-0,35	1,07	1,12	0,70-0,75	0,33	1,08
0,35-0,40	0,96	1,07	0,75-0,80	0,50	0,67
0,40-0,45	0,95	0,85	0,80-0,85	0,50	0,86
0,45-0,50	0,87	0,92	0,85-0,90	-	0,80
0,50-0,55	0,56	1,00	0,90-0,95	-	0,89
0,55-0,60	0,50	0,86	0,95-1,00	-	1,00

Для введения поправок на этот эффект в экспериментальных распределениях  $K_{\mathcal{L}}^{\circ}$  для  $\mu\text{Fe}$  и  $p\text{Fe}$ -взаимодействий из рис.2 определяются поправочные коэффициенты  $c_i = (K_{\mathcal{L}}^{\circ})_i / (K_{\mathcal{L}}^{\circ})_i$ , приведенные в табл.1. Здесь  $i$  - номер интервала распределений  $K_{\mathcal{L}}^{\circ}$ .

## 2. Критерии отбора событий

К настоящему времени на установке "Пион"[2] зарегистрировано и идентифицировано по типу [23] в общей сложности  $\sim 2 \cdot 10^5$  адронных событий, выбранных по следующим основным критериям отбора:

- полное энерговыделение в ИК превышает энергетический порог установки  $E_{\text{пор}} = 0,5$  ТэВ;

- ЯЭК охватывает не менее двух рядов ИК в каждой из двух взаимно перпендикулярных плоскостей калориметра (условие кратности рядов ИК);

- энерговыделение в этих рядах (порог на ряд) составляет  $\geq 250 \pm 30$  эквивалентных каскадных частиц.

Исходя из требований повышения эффективности идентификации адронов в индивидуальном событии, нами были добавлены следующие дополнительные критерии отбора, специфичные для решаемой задачи:

- регистрируемый ЯЭК полностью вмещается в ИК по поперечным размерам (исключается пронос энергии через боковые грани калориметра);

- начало генерации ЯЭК расположено не ниже четвертого железного ряда ИК (толщина поглотителя одного ряда  $\approx 83\text{г/см}^2$ ), отсчитываемого сверху; благодаря этому требованию существенно уменьшается пронос энергии через основание калориметра;

- в каждой проекции калориметра наблюдается не более одного

адрона;

-адрон считается заряженным, если сработало не менее трех ячеек РПИ-детектора вдоль траектории частицы;

-адрон считается нейтральным в случае отсутствия срабатываний не менее, чем в трех ячейках РПИ-детектора вдоль траектории падающей частицы;

-плотность ливневого сопровождения адрона  $\rho \leq 1,5$  част./м<sup>2</sup>.

Для определения  $K_{\text{Л}}^{\circ}$  было обработано 12655 адронов (4690 протонов, 4564 пионов, 3401 нейтрон).

Отбор и обработка всего экспериментального материала проводились на ЭВМ: обработка ЯЭК в ИК проводилась по алгоритму [24,25], а идентификация адронов - по алгоритму [23].

В работе [1] и дальнейшие исследования распределений  $K_{\text{Л}}^{\circ}$  показали, что величина  $\langle K_{\text{Л}}^{\circ} \rangle$  практически не зависит от энергии первичного адрона в изучаемой области энергий. Поэтому результаты исследований по идентифицированным адронам приводятся интегрально для всей области энергий 0,5 - 5,0 ТэВ.

### 3. Флуктуации ЯЭК, наблюдаемые в ионизационном калориметре.

Существует обширная литература по исследованиям флуктуаций характеристик ЯЭК в hA-взаимодействиях [26-29]. Чаще всего в этих работах исследуются ЯЭК, генерированные заряженными адронами - пионами [1,28,29] и протонами [1,26,27]. Но больше всего данных о ЯЭК, генерированных адронами без предварительной идентификации налетающих частиц по типу. В основном это данные в космических лучах [30-33], где в потоке первичных адронов присутствует еще и нейтральный компонент. При этом молчаливо пред-

полагается согласие в характеристиках протон- и нейтрон-ядерных взаимодействий.

Данные о характеристиках и сравнительном анализе их флуктуаций для ЯЭК, генерированных пионами, протонами и нейтронами, идентифицированными в рамках одного эксперимента (что существенно повышает достоверность измерений), нам не известны.

В [1] исследованы флуктуации характеристик ЯЭК, генерированных первичными пионами и протонами в плотном веществе (Fe) в области энергий 0.5 - 5.0 ТэВ и на основе этого анализа выработан оригинальная методика определения  $K_{\text{д}}^{\circ}$  для усредненных ЯЭК. Методика основана на использовании расчетной зависимости средней величины центра тяжести ЯЭК от  $\langle K_{\text{д}} \rangle$  для моделированных методом М-К каскадов [3,4]. По причине отсутствия полной уверенности в идентичности механизмов множественного рождения в pA и pA-взаимодействиях данные по pFe-взаимодействиям в [1] представлены не были.

В последние годы появились работы, указывающие на некоторые различия в характеристиках pA и pA-взаимодействий [34]. Это побудило нас к проведению подробных исследований и сравнительного анализа флуктуаций характеристик ЯЭК в JFe, pFe и pFe-взаимодействиях.

Проведенные в [4] исследования усредненных ЯЭК, генерированных пионами и протонами в железном поглотителе, указывают на существенные их различия в форме каскадных кривых. В первую очередь, это различие проявляется в величине максимума и скорости поглощения энергии каскадов (более 20% относительно соответствующих средних величин). Это различие, несомненно, должно проявиться и в распределениях таких параметров ЯЭК, как длина, ве-

личина первого максимума, число максимумов ("горбов") и др. Особенно интересным представляется нам распределение отношения величины первого максимума ЯЭК к его длине. Различия в  $\Delta E$  и  $\rho E$ -взаимодействиях здесь должны проявиться особенно резко, что и будет проиллюстрировано ниже.

На рис.3 представлены в сравнении для пионных, протонных и нейтронных ЯЭК нормированные распределения наблюдаемых в ИК числа горбов  $N_g$  каскадной кривой (рис.3(а)), вклада величины первого максимума  $I_{\text{Мак}_1}$  (рис.3(б)) в суммарную ионизацию по треку адрона  $I = \sum_{i=1}^k I_i$  ( $k$ -число сработавших по треку адрона рядов ИК,  $I_i$ -энерговоыделение в  $i$ -ом ряду ИК), длины  $l$  каскада (рис.3(в)) и величины  $I_g = I_{\text{Мак}_1} / (I \cdot l)$  (рис.3(г); здесь  $l$  измеряется в масштабе  $1/6t_0$ ). Средние значения распределений на рисунке указаны стрелками. Статистические ошибки (на рис.3 не указаны) в наименее статистически обеспеченных интервалах не превышают 10%.

Как видно из этого рисунка, характеристики каскадов, генерированных первичными пионами, протонами и нейтронами в плотном веществе, систематически отличаются по наблюдаемым в ИК флуктуациям.

В табл.2 сведены данные некоторых интервалов, представленных на рис.3 распределений, где различия во флуктуациях исследуемых параметров ЯЭК проявляются особенно ярко. В последней строке таблицы приведены отношения соответствующих величин для нейтронов к протонным.

Необходимо отметить, что представленные на рис.3 распределения носят качественный характер и делать из них какие-либо количественные оценки о характеристиках первого и последующих неупругих актов на взаимодействия невозможно. Однако, исходя из это-

го рисунка, можно сделать некоторые предположения относительно, например, усредненных нейтронных каскадов.

Таблица 2.

	$N_2=1, \%$	$I_{\text{нейт}}/I > 0.4, \%$	$I_e > 6, \%$	$I_e < 4, \%$
$\pi$	31,7	38,5	26,6	44,0
n	26,2	28,7	18,9	42,7
p	16,6	17,2	7,2	65,5
n/p	1,6	1,7	2,6	0,7

Из рис.3(а,б) и данных табл.2 можно предположить, что усредненный каскад для нейтронов будет иметь более крутой передний фронт и больший максимум по сравнению с протонным ЯЭК. Исследования усредненных каскадов, однако, выходят за рамки поставленной задачи и здесь рассматриваться не будут.

Систематические отличия во флуктуациях наблюдаемых в ИК параметров ЯЭК для адронов различного типа отразятся и на распределениях  $K_{\mu}^{\nu}$ . Как будет показано ниже,  $\langle K_{\mu}^{\nu} \rangle < \langle K_{\mu}^{\nu} \rangle < \langle K_{\mu}^{\nu} \rangle$ , и распределение  $K_{\mu}^{\nu}$  для нейтронов в области больших значений будет несколько превышать соответствующее распределение для протонов.

#### 4. Распределения $K_{\mu}^{\circ}$ для идентифицированных адронов

На рис. 4(а, б, в) показаны экспериментальные распределения  $K_{\mu}^{\circ}$ , полученные по методике [6] для взаимодействий пионов, протонов и нейтронов с ядрами железа в области  $K_{\mu}^{\circ} \geq 0,2$  (сплошные гистограммы). Представленные распределения  $K_{\mu}^{\circ}$  для  $\pi$ Fe и  $p$ Fe-взаимодействий преобразованы (откорректированы) посредством поправочных коэффициентов  $c_i$ , взятых из табл. 1, и показаны крупным пунктиром.

По причине отсутствия программы моделирования индивидуальных нейтронных ЯЭК, а следовательно и поправочных коэффициентов  $c_i$  для нейтронов отсутствует и откорректированное распределение  $K_{\mu}^{\circ}$  в  $n$ Fe-взаимодействиях.

Пунктирные гистограммы соответствуют модельным распределениям  $K_{\mu}^{\circ}$ . Очевидно хорошее согласие этих распределений для  $\pi$ Fe и  $p$ Fe-взаимодействий, что является еще одним подтверждением эффективности предлагаемой методики определения  $K_{\mu}^{\circ}$  в индивидуальных ЯЭК.

Однако, как видно из рис. 4(в), наблюдается сильное расхождение между экспериментальным распределением  $K_{\mu}^{\circ}$  в  $n$ Fe-взаимодействиях и модельным распределением для  $p$ Fe-взаимодействий.

Мы попытались получить расчетное распределение  $K_{\mu}^{\circ}$  для  $p$ -взаимодействий, исходя из следующих соображений.

Расчет  $K_{\mu}^{\circ}$  для  $pp$  и  $\pi p$ -взаимодействий, как указывалось в п. 1, проводился по инклюзивным спектрам  $x \cdot dn/dx$ , совпадающим при ускорительных энергиях с экспериментальными данными.

Поскольку для  $p$ -взаимодействий данных об инклюзивных спектрах вторичных частиц не существует, то мы предположили, что спектры  $\pi^{\circ}$ -мезонов в  $p$ -взаимодействиях совпадают со спектром

$\Lambda^+$  в pp-взаимодействиях (в области фрагментации это предположение основано на законе сохранения заряда). Таким образом, в расчетах предполагалось, что  $\langle K_{\Lambda^+} \rangle$  для пр-взаимодействий выше, чем для pp.

На рис.5 показано экспериментальное распределение  $K_{\Lambda^0}$  для pFe-взаимодействий (сплошная гистограмма) в сравнении с расчетным распределением для пр-взаимодействий (пунктир), полученным при сделанном выше предположении с использованием МКГС посредством процедуры, описанной в п.1.

Как видно из рисунка, расчет  $K_{\Lambda^0}$  для пр-взаимодействий при сделанных предположениях об инклюзивных спектрах  $\Lambda^0$  мезонов лежит выше экспериментальных распределений.

Согласно нашим предположениям, дифракционный пик в спектрах  $\Lambda^+$ -мезонов для первичного протона возникает исключительно при наличии перезарядки. При отсутствии перезарядки первичного адрона спектры  $\Lambda^+$ ,  $\Lambda^-$  и  $\Lambda^0$ -мезонов должны быть идентичны. Это означает, что энергетически выделенные  $\Lambda^0$ -мезоны должны рождаться исключительно за счет эффекта перезарядки.

Путем варьирования области фрагментации и вероятности неупругой перезарядки можно было бы добиться лучшего согласия расчетного и экспериментального распределений  $K_{\Lambda^0}$  во взаимодействиях первичного нейтрона. Для окончательного сравнения необходимы точные данные об инклюзивных спектрах пр-взаимодействия.

На рис.6 показаны в сравнении экспериментальные распределения  $K_{\Lambda^0}$  для первичных пионов, протонов и нейтронов в области  $K_{\Lambda^0} \approx 0,2$ , полученные посредством прямого применения методики [6] (а) и откорректированные с помощью поправочных коэффициентов табл.1 распределения для пионов и протонов (б). Откорректирован

ное распределение  $K_{\pi^0}$  для нейтронов, как указывалось выше, отсутствует.

Как видно из рисунка, эти распределения для различных первичных адронов существенно отличаются (средние значения распределений указаны стрелками). В частности, в области больших  $K_{\pi^0} > 0,4$  распределение  $K_{\pi^0}$  для  $pA$ -взаимодействий превышает соответствующее распределение для  $pA$ -взаимодействий. На наш взгляд, причиной такого завышения может являться влияние неупругой перезарядки первичного адрона на зарядовое соотношение для вторичных частиц в области фрагментации, а предположение об идентичности перезарядки  $p \rightarrow p$  и  $p \rightarrow n$  [35], по всей видимости, очень приблизительное. Существующие теоретические предсказания по деталям этого процесса в литературе освещаются поверхностно и весьма отрывочно [34].

### 5. Вероятность (коэффициент) неупругой перезарядки.

Из анализа существующих в литературе экспериментальных данных для  $pp$  и  $\bar{p}p$ -взаимодействий [напр., 29, 30] известно о наличии неупругой перезарядки "сохранившегося" адрона, при которой в случае первичного  $\Lambda^+$ -мезона образуется нейтральный  $\Lambda^0$ -мезон.

В [36] впервые обсуждался процесс лидирования  $\Lambda^0$ -мезонов, рожденных в реакции неупругой перезарядки  $\Lambda^+ A \rightarrow \Lambda^0 X$ . Там же указывалось на существенное различие в парциальных коэффициентах неупругости  $K_{\pi^0}$  в  $\Lambda A$  и  $pA$ -взаимодействиях. Особого внимания заслуживают работы [37, 38] по  $\bar{p}p$  и  $pp$ -столкновениям при энергии 40 ГэВ/с, выполненные на пропановой пузырьковой камере.

Хотя и в этом эксперименте не было возможности исследования

$\Lambda^0$ -мезонов в каждом индивидуальном событии, тем не менее изучить поведение лидирующих  $\Lambda^0$ -мезонов удалось косвенным методом. Здесь показывается, что причиной различия  $K_{\Lambda^0}$  в  $\Lambda^0 p$  ( $\langle K_{\Lambda^0}^{\Lambda^0} \rangle = 0,25 \pm 0,01$ ) и  $pp$ -столкновениях ( $\langle K_{\Lambda^0}^p \rangle = 0,15 \pm 0,01$ ) является фрагментация налетающего пиона, а избыток доли энергии в  $\Lambda^0 p$ -взаимодействиях уносится лидирующим  $\Lambda^0$ -мезоном и в области лидирования  $x > 0,5$  составляет  $\approx 10\%$  (вероятность неупругой перезарядки  $\alpha_n \sim 0,1$ ).

В [11] оценивается и полное сечение процесса неупругой перезарядки в  $\Lambda^0 p$ -взаимодействиях при  $x > 0,7$ , которое составляет  $\approx 3 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ , что находится в хорошем согласии с данными работы [39] по  $\Lambda^+ p$ -взаимодействиям.

В [4] из анализа  $\langle K_{\Lambda^0} \rangle$  оценена нижняя граница значений вероятности (коэффициента) неупругой перезарядки  $\alpha_n > 0,20$  для  $\Lambda^0 p$  взаимодействий в предположении, что единственным механизмом завышения  $K_{\Lambda^0}$  в  $\Lambda^0 p$ -взаимодействиях в сравнении с  $pp$ -взаимодействиями является неупругая перезарядка "сохранившегося" пиона.

В [40] представлены экспериментальные данные по взаимодействиям  $\Lambda^0$ -мезонов с нуклонами и тяжелыми ядрами в фотозумльсии при энергиях 50 и 200 ГэВ в области фрагментации налетающей частицы ( $x > 0,1$ ) и для  $\Lambda^0 N$  взаимодействий при  $E_0 \approx 50$  ГэВ оценивается вероятность неупругой перезарядки  $\Lambda^0$ -мезонов в  $\Lambda^0$ -мезон, которая составляет  $\alpha_n \sim 0,3$ .

В [11] на основе анализа имеющихся в литературе экспериментальных данных приводятся следующие заключения о характеристиках процесса неупругой перезарядки  $\Lambda^+ p \rightarrow \Lambda^0 p$ :

- вероятность неупругой перезарядки  $\alpha_n$  не зависит от энергии, что следует из независимости  $\langle K_{\Lambda^0} \rangle$  от энергии падающей частицы [11];

сечение неупругой перезарядки пропорционально сечению неупругого взаимодействия пионов, растущему с энергией.

Получение новых экспериментальных данных о величине  $\alpha_n$  в широком диапазоне значений фейнмановской переменной  $x$ , конечно же, актуально.

На рис.7 показаны модельные распределения  $K_{\pi^0}$  для  $\pi\text{-Fe}$ -взаимодействий при трех значениях  $\alpha_n$  (0; 0,24; 0,5). Как видно из рисунка, форма этих распределений, а также их средние значения сильно зависят от величины  $\alpha_n$ .

Варьирование величины  $\alpha_n$  в указанном выше коридоре значений показало, что наилучшее согласие расчетного распределения  $K_{\pi^0}$  с экспериментальным по критерию  $\chi^2$  наблюдается при  $\alpha_n = 0,24$ .

В расчетной модели, кроме того, предполагалась независимость величины коэффициента неупругой перезарядки  $\alpha_n$  от полного коэффициента неупругости.

Полученное значение коэффициента неупругой перезарядки  $\alpha_n = 0,24$  определено косвенным методом с использованием расчетных распределений  $K_{\pi^0}$  и потому приводится без ошибок его определения. Точность определения величины  $\alpha_n$ , оцениваемой на основе анализа распределения  $K_{\pi^0}$  в  $\pi\text{-A}$ -взаимодействиях, естественно, зависит от точности определения  $K_{\pi^0}$  в индивидуальных ЯЭК. Проиллюстрированная выше высокая эффективность методики измерения распределений  $K_{\pi^0}$  позволяет говорить о хороших точностях в определении величины  $\alpha_n$ .

В используемой нами расчетной модели [3,4] неупругого акта взаимодействия не предусмотрены возможности варьирования энергетических спектров вторичных частиц и учета корреляций между отдельными физическими характеристиками неупругого акта, поскольку

ку, как было сказано выше, данная программа была нацелена на решение методических задач.

Исследования по коэффициенту неупругой перезарядки  $d_n$  будут более полными (наличие или отсутствие корреляций между  $d_n$  и энергией "сохранившейся" частицы) в случае использования при его фитировании более физически более достоверной модели [21].

Сравнение результатов по неупругой перезарядке с предсказаниями различных теоретических моделей нами не проводилось, поскольку в нашем распоряжении имеется лишь монте-карловский метод таких исследований. Хотя и полученные распределения  $K_{\mathcal{L}}$  при наличии лидирующей частицы носят достаточно дифференциальный характер, это, в свою очередь, является самостоятельной и трудоемкой задачей.

Полученные нами результаты показывают существенную зависимость парциального коэффициента  $K_{\mathcal{L}}$  от типа первичной частицы. Поэтому сравнение наших данных с данными экспериментов в космических лучах без предварительной идентификации адронов по типу представляется нам бесперспективным.

На рис. 8(а) приведены в сравнении распределения  $K_{\mathcal{L}}$ , полученные на ускорителе на основе рентгено-эмульсионной методики [41] для pN-взаимодействий при  $E_0 = 21$  ГэВ (пунктир) и полученные нами распределения для pFe-взаимодействий.

На рис. 8(б) сравниваются распределения  $K_0 = K_{\mathcal{L}} \cdot k_{\mathcal{L}}^0 \cdot \eta_n$  для  $\mathcal{L}^-$  N-взаимодействий, полученные методикой [41] при  $E_0 = 60$  ГэВ (пунктир), методикой [42] при  $E_0 = 60$  ГэВ (крупный пунктир) и полученное нами распределение  $K_{\mathcal{L}}$  для  $\mathcal{L}^-$  Fe-взаимодействий (сплошная гистограмма) при  $E_0 \approx 500$  ГэВ.

Как видно из рисунка, согласие в распределениях для протонов

намного лучше, чем для пионов. Это объясняется тем, что в экспериментах [41,42] измерялся коэффициент  $K_0$  (доля энергии, переданная всем вторичным нейтральным частицам), что, на наш взгляд, и приводит к систематическому завышению измеряемой величины  $K_0$  в сравнении с нашими данными.

Другие данные по  $pN$  или  $pA$ -взаимодействиям нам не известны, а имеющиеся в литературе распределения  $K_{\pi^0}$  во взаимодействиях первичных пионов также измерены при низких энергиях ( $E_0 \leq 70$  ГэВ) и аналогичны представленным на рис.8(б).

## В ы в о д ы

-проведено исследование флуктуаций наблюдаемых в ИК параметров ЯЭК, генерированных пионами, протонами и нейтронами космического излучения и показаны существенные различия в их распределениях для  $p$ ,  $n$  и  $\Lambda$ ;

-проведено экспериментальное исследование величины  $K_{\pi^0}$  для индивидуальных  $pFe$ ,  $nFe$  и  $\Lambda Fe$ -взаимодействий при наличии энергетически выделенного  $\Lambda^0$ -мезона в потоке вторичных частиц, полученные распределения относятся к области значений  $K_{\pi^0} > 0,20$  при энергиях  $0,5 - 5,0$  ТэВ;

-показано существенное отличие распределений  $K_{\pi^0}$  в этих взаимодействиях, что объясняется неупругой перезарядкой генерирующего адрона и изменением зарядового соотношения в группе вторичных частиц в области фрагментации и "сохранившегося" адрона;

-наблюдаемое различие распределений парциальных коэффициентов  $K_{\pi^0}$  в  $\Lambda Fe$  и  $pFe$ -взаимодействиях удовлетворительно согласуется с имеющимися в литературе экспериментальными данными по этим вза-

взаимодействиям, в которых также наблюдается существенное отличие спектров вторичных частиц в области  $x$ , близкой к 1 (см. напр., [15, 16]);

-определена величина коэффициента неупругой перезарядки  $\alpha_n = 0.24$  в предположении его независимости от полной неупругости взаимодействия;

-наблюдено различие экспериментальных распределений  $K_{\mu^0}$  в pFe и pFe-взаимодействиях в области больших  $K_{\mu^0}$ ; данные об этом факте из литературы нам не известны.

В заключение авторы выражают благодарность Амагуни Ц.А. за обсуждения, а также коллективу ВЦ ЕРФИ за помощь при обработке данных.

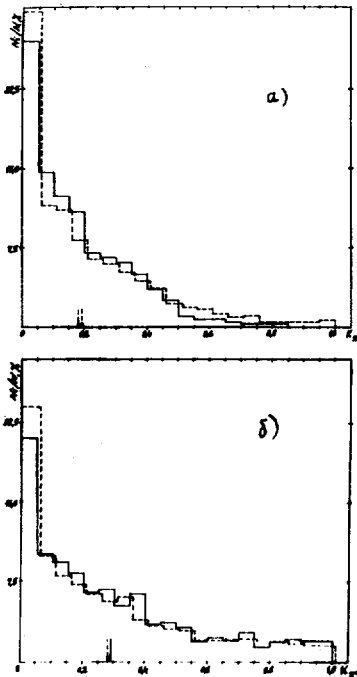


Рис. 1

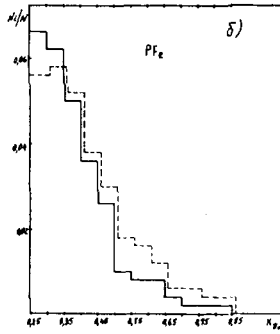
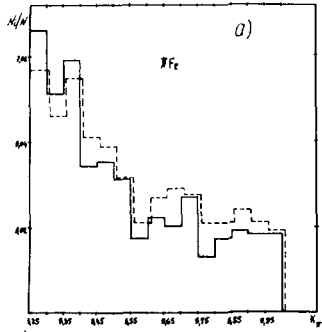


Рис. 2.

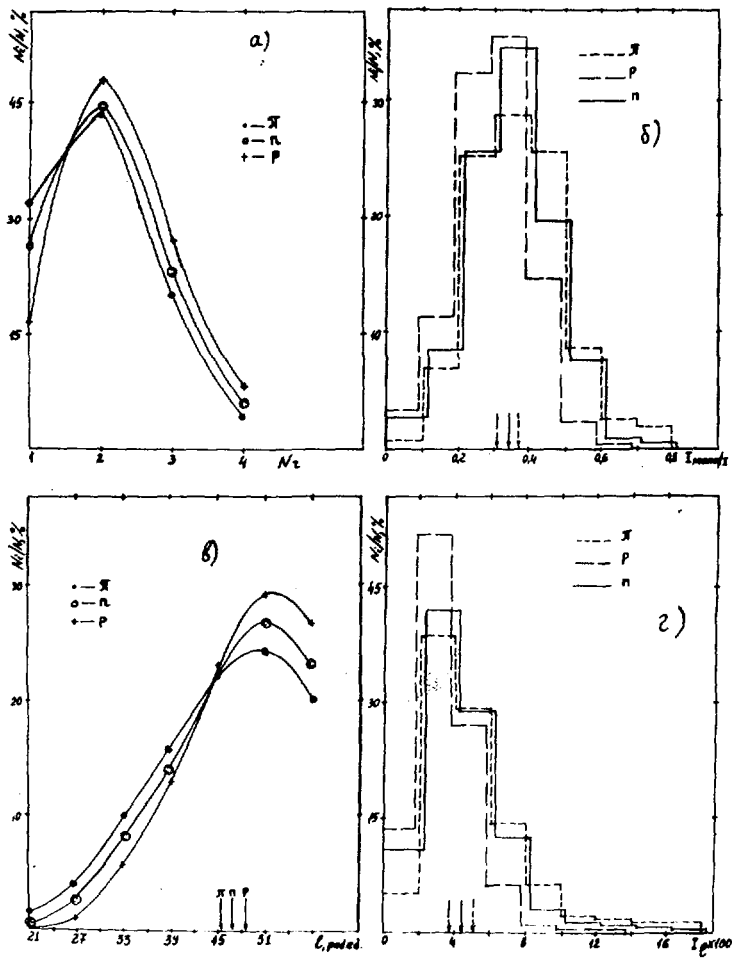


Рис. 3

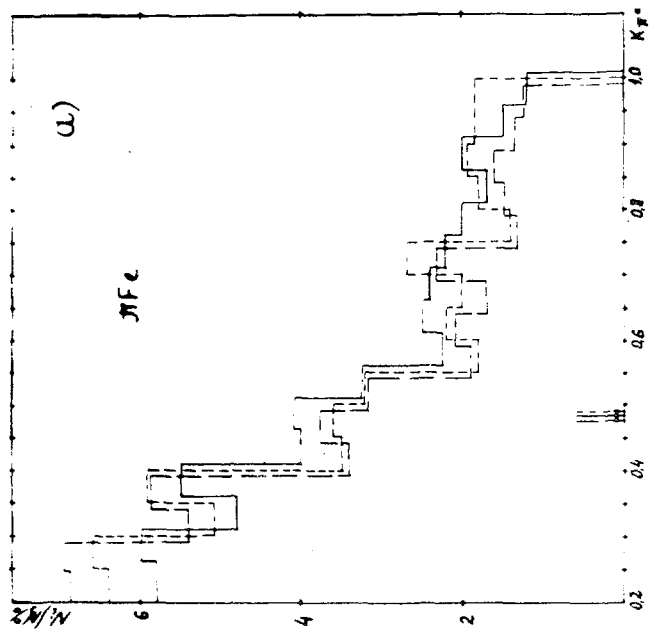
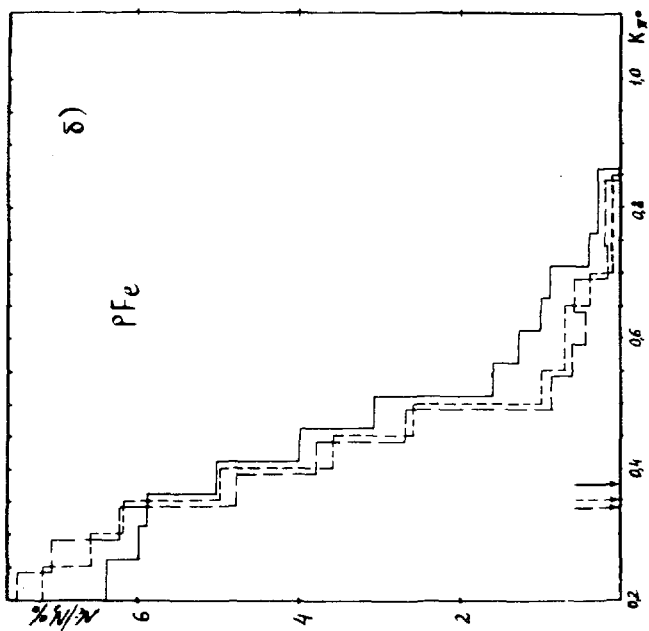


Рис. 4

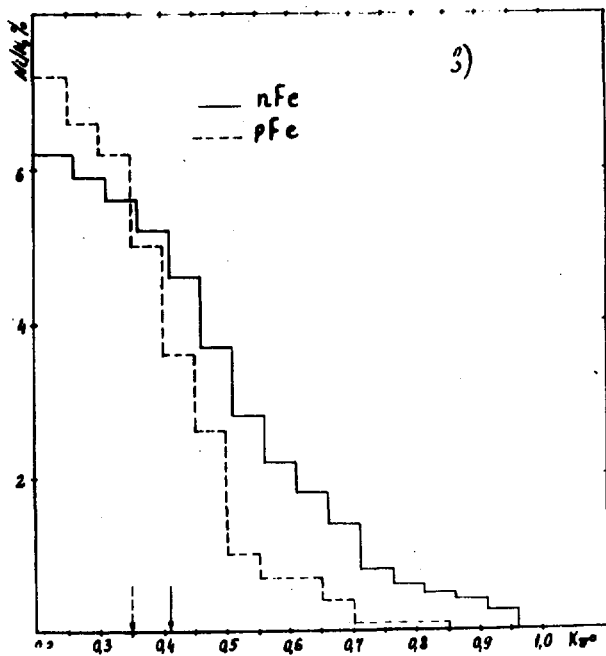


Рис. 4

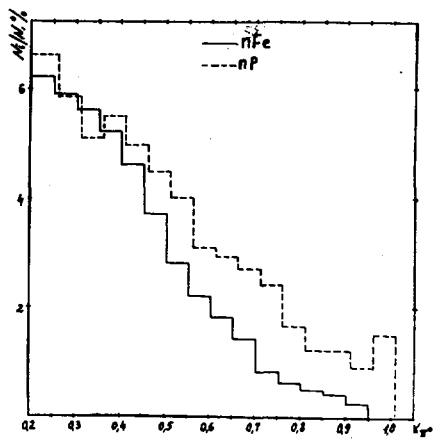


Рис. 5

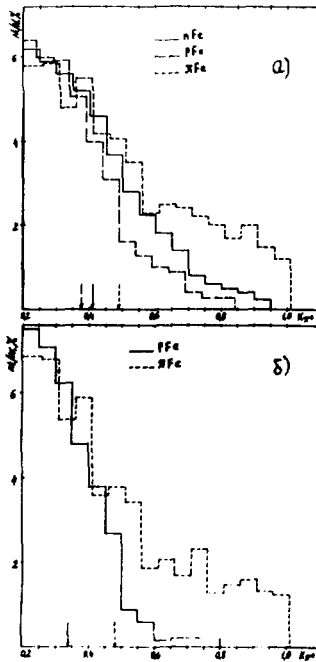


Рис. 6

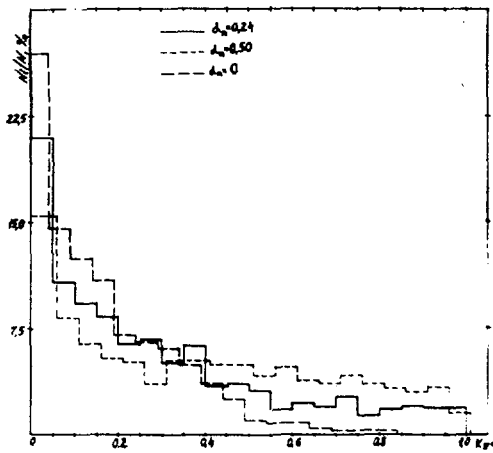


Рис. 7

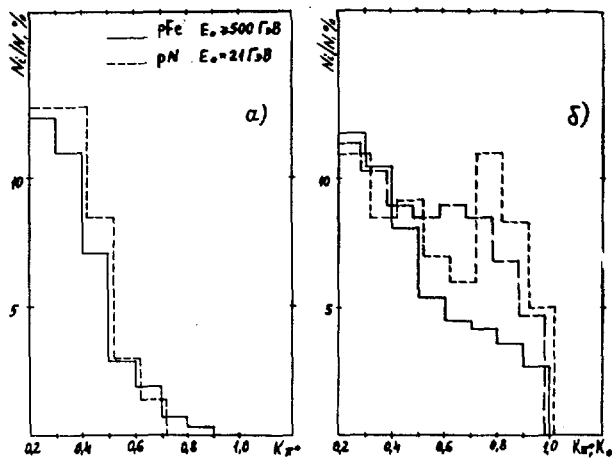


Рис. 3

Подписи к рисункам

---

- Рис.1. Расчетные распределения парциальных коэффициентов неупругости  $K_{\mathcal{J}}^0$  для протонов(а) и пионов(б) с  $E_0=2,0$  ТэВ [3,4](\_\_\_\_) в сравнении с МКГС [21](---).
- Рис.2. Моделированные распределения парциальных коэффициентов неупругости  $K_{\mathcal{J}}^0$  для пионов и протонов с  $E_0=2,0$  ТэВ [3,4] (\_\_\_\_) в сравнении с измеренными [6] распределениями(---).
- Рис.3. Распределения флуктуаций наблюдаемых в ИК параметров ЯЭК для  $\mathcal{J}\text{Fe}$ ,  $p\text{Fe}$  и  $n\text{Fe}$ -взаимодействий: (а)-число горбов; (б)-величина  $I_{\text{макс}}/I$ ; (в)-длина каскада  $l$ ; (г)-величина  $I_{\mathcal{J}}=100 \cdot I_{\text{макс}}/(I \cdot l)$ .
- Рис.4. Экспериментальные распределения  $K_{\mathcal{J}}^0$  для пионов(а) и протонов(б) с энергиями  $E_0 \geq 0,5$  ТэВ(\_\_\_\_) в сравнении с заложенными в М-К расчет [3,4] распределениями(---) при  $E_0=2,0$  ТэВ; (- -)-откорректированные распределения; (в) - экспериментальное распределение  $K_{\mathcal{J}}^0$  в  $n\text{Fe}$ -взаимодействиях при  $E_0 \geq 0,5$  ТэВ(\_\_\_\_) в сравнении с модельным распределением  $K_{\mathcal{J}}^0$  в  $p\text{Fe}$ -взаимодействиях при  $E_0=2,0$  ТэВ(---).
- Рис.5. Экспериментальное распределение  $K_{\mathcal{J}}^0$  в  $n\text{Fe}$ -взаимодействиях (\_\_\_\_) в сравнении с расчетным распределением для  $p\text{Fe}$ -взаимодействий по МКГС(---).
- Рис.6. Экспериментальные распределения  $K_{\mathcal{J}}^0$  для пионов(---), протонов(- -) и нейтронов(\_\_\_\_), измеренные по методике[6](а) и откорректированные посредством коэффициентов табл.1(б).
- Рис.7. Модельные распределения  $K_{\mathcal{J}}^0$  для  $\mathcal{J}\text{Fe}$ -взаимодействий( $E_0=2,0$  ТэВ) при трех значениях коэффициента неупругой перезаряд-

ки:  $d_{n^+}=0$ (---);  $d_{n^+}=0,24$ (\_\_\_) и  $d_{n^+}=0,5$ (---).

Рис. 8. Распределения  $K_0$ ,  $K_{J^0}$  в:

а)  $pN$ -взаимодействиях при  $E_0 = 21$  ГэВ [41](---) и наши данные(\_\_\_) для  $pFe$ -взаимодействий ( $E_0 \geq 0,5$  ТэВ);

б)  $J^0Fe$ -взаимодействиях(\_\_\_) - наши данные ( $E_0 \geq 0,5$  ТэВ);

$J^0N$ (---) при  $E_0=60$  ГэВ [41];  $J^0N$ (---) при  $E_0=60$  ГэВ [42].

## Список литературы

1. Avakian V.V., Gevorkian S.R., Mamidjanian E.A. et al. Determination of the inelasticity partial coefficients of pions and protons in iron in the energy range 0.5-5.0 TeV. Nucl. Phys., vol. B259(1985), p.156-162.
2. Авакян В.В., Авунджян А.Т., Антонян К.Г. и др. Установка "Пион", ВАНТ, сер."Техника физического эксперимента", вып.4(16), 1983.
3. Авакян В.В., Бадалян А.Р., Мамиджян Э.А., Мурадян М.М. Об одном методе определения парциального коэффициента неупругости в адрон-ядерных взаимодействиях. ЯФ, т.36, вып.2(8), 1982
4. В.В.Авакян, С.Р.Геворкян, В.М.Жамкочян и др. Определение парциальных коэффициентов неупругости пионов и протонов в железе при энергиях 0.5 - 5.0 ТэВ. ВАНТ, сер."Техника физического эксперимента", вып.4(16), Ереван, 1983.
5. С.О. Сохоян, М.М. Мурадян. Аппроксимация ядерно-электромагнитных каскадов, генерированных адронами в плотном однородном веществе при энергиях 1-100 ТэВ. Препринт ЕФИ-1276(62)-90, Ереван-1990.
6. М.М. Мурадян, С.О. Сохоян. Методика измерения распределения парциального коэффициента неупругости  $K_{\pi}^0$  в адрон-ядерных взаимодействиях при ТэВ-ных энергиях. Препринт ЕФИ-1302(88)-90, Ереван-1990.
7. Фетисов И.Н. Методика и результаты измерений доли энергии, переданной  $\pi^0$ -мезонам в сильных взаимодействиях адронов космических лучей в диапазоне энергий 100 - 1500 ГэВ. Препринт ФИАН, N 139, М., 1971.

8. Павлюченко В.П., Нам Р.А., Никольский С.И. и др. Измерения коэффициентов неупругости для нуклонов при энергии выше 1 ТэВ. Сб. Космические лучи и ядерные взаимодействия. Труды ФИАН, Наука, Москва, 1979, т.109, с.30-61.
9. Громов Ю.А. Исследование зависимости парциальных коэффициентов неупругости  $K_{\nu}$  от множественности вторичных заряженных частиц. ВАНТ, сер.ТФЭ, 1983, вып.1/13.
10. Avakyan V.V., Avakyan K.M., Alikhanyan A.I. et al. Preliminary results of the experiment on the identification of cosmic hadrons using the XTR-detectors. Препринт ЕФН-100(74), Ереван-1974.
11. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Физика адронных процессов.М.: Энергоатомиздат,1986.
12. Д.С.Адамов, А.Д.Ерлякин. О нарушении скейлинга во фрагментационной области инклюзивных спектров  $pp$ - и  $pp$ -взаимодействий при энергиях  $10^{11}$  -  $10^{14}$  эВ.Сб.Краткие сообщения по физике,ФИАН, N 12,(1983).
13. Д.С.Адамов, А.Д.Ерлякин. Результаты эксперимента ПА7 и его следствия для физики взаимодействий частиц и астрофизики. Сб. Краткие сообщения по физике,ФИАН, N 10(1988).
14. Nagenauer M. et al. 20 ICRC, Moscow,5,23(1987).
15. J.L.Bailly et al. Inclusive  $\Lambda^{\circ}$ -production in 360 GeV  $pp$ -interactions using the European Hybrid Spectrometer.CERN/EP 83-170,1983.
16. M.Aguilar-Benitez et al. Inclusive  $\Lambda^{\circ}$  and  $\eta$  -production in  $\Lambda\bar{p}$  interactions at 360 GeV/c. Zeitschrift fur Physik C(34)1987 (419).
17. Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. Множественное образование

- адронов при высоких энергиях в модели кварк-глюонных струн. ЯФ, т. 39, вып. 6, 1984.
18. Ю.М. Шабельский. Препринт ЛИЯФ-1113, 1985, Ленинград.
  19. Ю.М. Шабельский. Инклюзивные спектры в адрон-ядерных столкновениях в модели кварк-глюонных струн. Препринт ЛИЯФ-1124, Ленинград, 1985.
  20. Ю.М. Шабельский. Препринт ЛИЯФ-1224, 1986, Ленинград.  
Yu.M. Shabelski. Inclusive spectra of secondaries produced on nuclear targets at superhigh energies and with violation of Feynman scaling. Z.Phys.C-Particles and Fields, 38, 569-577 (1988).
  21. A.M.Dunaevsky, M.V.Zimin, Int. Symp. on VHE CR Inter., 1988, Lodz, p. 93.
  22. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985
  23. В.В. Авакян, А.Т. Авунджян, Л.С. Багдасарян и др. Определение состава потока адронов на высоте гор и исследования характеристик взаимодействия пионов, протонов и нейтронов с ядрами железа на установке "Пион". Материалы II симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван - 1984.
  24. М.М. Мурадян. Использование малых ЭВМ при идентификации адронных каскадов в ионизационном калориметре. Препринт ЕФИ-445(52)-80, Ереван-1980.
  25. С.А. Арзумян, М.М. Мурадян, Г.Г. Овсепян и др. Алгоритм обработки экспериментальной информации по изучению характеристик космических адронов, проходящих через установку "Пион". Труды IV конф. молодых ученых ЕрФИ, с. 262, Ереван-1980.

26. B.C.Barish, J.F.Bartlett, D.Buchholz et al. Calibration of a sampling total absorbtion detector at 200 GeV. NIM, V.116 (1974), 413-415.
27. Y.Muraki, K.Kasahara, T.Yuda et al. Radial and longitudinal behaviour of hadronic cascade showers induced by 300 GeV protons in lead and iron absorbers. NIM, V.A236(1985), 47-54.
28. K.Anderson, J.Curry, J.Pilcher et al. Measurements of cascade 150 GeV pion in iron.-FNAL Prop.331, Fermilab, 1974.
29. D.L.Cheshire, R.W.Huggett, W.V.Jones. Measurement of cascades initiated by 5 - 300 GeV hadrons in a tungsten ionization spectrometer. NIM, V.141(1977), 219-227.
30. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях. М.: Атомиздат, 1974.
31. А.И.Демьянов, В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. М.: Наука, 1977.
32. Базаров Е.В. Расчеты средних характеристик электронно-ядерных каскадов в свинце при энергиях  $E > 1$  ТэВ. Препринт ФИАН, N 102, М., 1981.
33. Акимов В.И., Славатинский С.А., Фетисов И.И. Расчеты развития ядерного каскада в тяжелом веществе методом Монте-Карло и сопоставление их с опытом.-Препринт ФИАН, N 149, М., 1970.
34. Пак А.С., Узakov М.У. Полные сечения перезарядки нуклонов и легких ядер на ядерных мишенях. Сб. Взаимодействия адронов и ядер при высоких и сверхвысоких энергиях. Алма-Ата, 1986.
35. С.Бацкович, В.С.Мурзин, В.М.Шехтер и др. Множественность заряженных частиц и коэффициент перезарядки в  $\bar{p}N$ -столкновениях при 40 ГэВ/с. ЯФ, т. 27, вып. 5, 1978.

36. В.С. Мурзин, Л.И. Сарычева. Космические лучи и их взаимодействия. М.: Атомиздат, 1968.
37. Л.А. Диденко, В.С. Мурзин, Л.И. Сарычева. Асимметрия адронных взаимодействий. М.: Наука, 1981.
38. Диденко Л.А., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. -ЯФ, 1979, 29, вып. 2, с. 384.
39. A.V. Barnes, G.C. Fox, R.G. Kennet. Inclusive  $J^0$ - and  $\eta$ -production from 100 GeV/c p collisions in the triple Regge region. -Nucl. Phys., 1978, V. B145, p. 45-46.
40. Орлова Г.И., Третьякова М.И., Чернявский М.М. Заряженные и нейтральные энергетически выделенные частицы во взаимодействиях  $J^0$ -мезонов с ядрами фотоэмульсии при энергиях 50 и 200 ГэВ. -ЯФ, 1982, т. 35, вып. 3, с. 706.
41. М.И. Адамович, В.Г. Ларионова, Н.В. Масленникова и др. Множественное рождение частиц при взаимодействии пионов и протонов с нуклонами и ядрами в области энергий 20-200 ГэВ. Труды ФИАН, т. 108, М.: Наука, 1979.
42. Жданов Г.В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, т. 35, с. 2076.

Рукопись поступила 9. февраля 1991 г.

The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Alikhanian Brothers 2,  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR

АВАКЯН В.В., ГАРЯКА А.П., ЗАЗЯН Г.З., МАМИДЖАНЫ Э.А.,  
МУРАДЯН М.М., ОГАНЕСЯН А.Г., ОГАНЯН Г.Ж., СОХОЯН С.О.  
ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  $K_{\alpha}$  в рFe, nFe и  $^{57}\text{Fe}$  - ВЗА-  
ИМОДЕЙСТВИЯХ В РАМКАХ СОВРЕМЕННЫХ МОДЕЛЕЙ ПРИ ЭНЕРГИЯХ  
0.5 - 5.0 ТэВ.

Редактор Л.П. Мукаян

Технический редактор А.С. Абрамян

---

Подписано в печать 15/IV-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,5 Тираж 299 экз. Ц. 22 к.

Зак. тип. N 54

Индекс 3649

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Аликханян, 2

**ИНДЕКС 3649**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**