

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿԱՅԻՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ- 238(31)-77

ՏԿ 4902591

Յ.Ա.ՄԱՄԻԴՋԱՆՅԱՆ, Ր.Մ.ՄԱՐՏԻՐՈՍՈՎ,
Մ.Մ.ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

ՄՈԴԵԼԻՐՈՎԱՆԻՍ ԿԱՏԱԿԱՆՈՒՄ ԵՎ ԵԼԵԿՏՐՈՆԻԿԱԿԱՆ
ԿԱՏԱԿԱՆՈՒՄ ԳԵՆԵՐԻՐՈՎԱՆՈՒՄ ԱԴՐՈՆԻ
ՎԵՐՈՒՄ ԵՆԵՐԴԻՆ ԵՆ ԶԵԼԵԶԵ

ԱՐՄՍ



ԵՐԵՎԱՆ

1977

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ- 238(31)-77

Э.А.МАМИДЖАНЯН, Р.М.МАРТИРОСОВ,
М.М.МУРАДЯН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ЭЛЕКТРОННОГО
КАСКАДА, ГЕНЕРИРОВАННОГО АДРОНОМ
ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В ЖЕЛЕЗЕ

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

Получение статистически обеспеченных экспериментальных данных в космических лучах при высоких энергиях связано со значительными трудностями, определяемыми малой интенсивностью потока адронов с энергиями $E \gtrsim 1,0$ Тэв на высотах гор. Отсюда вытекает и малое количество прямых экспериментальных измерений характеристик адрон-ядерных взаимодействий, и весьма приближенный характер многих полученных физических величин и их зависимостей в данной области энергий. Аналитическое же решение многих задач связано с большими неопределенностями и неточностями.

Существует целый ряд работ, посвященных моделированию и расчетам электромагнитных (ЭМК) и ядерно-электронных (ЯЭК) каскадов в различных средах (напр., [1-3]). Эти расчеты проведены в применении к конкретным установкам с учетом специфики аппаратуры. В частности, в работах [2,3] рассчитаны ЯЭК в плотном веществе калориметра. Тем не менее, они существенно отличаются друг от друга, поскольку, например, в работах [2] приведены расчеты применительно к сцинтилляционному калориметру, а в работе [3] - для ионизационного.

Настоящая работа посвящена расчету ЯЭК, генерированного высокоэнергичным адроном в железном поглотителе ионизационного калориметра, описанного в ряде работ [4]. Необходимость такого расчета очевидна, исходя из следующих соображений.

В течение нескольких лет 1970-1974 г.г. в лаборатории космических лучей Бреванского физического инсти-

тута изучались характеристики неупругого взаимодействия адронов высокой энергии ≈ 1 Тэв с ядрами различных веществ посредством ионизационного калориметра с поглотителем из железа [4]. Сейчас эта установка модернизирована [5]. Серия детекторов рентгеновского переходного излучения в сочетании с годоскопом из многонитяных пропорциональных камер, расположенных над детектором, позволяет отделять пионы от протонов и выделять нейтроны, что дает возможность исследовать неупругие взаимодействия как пионов, так и нуклонов с разными ядрами при энергиях ≈ 1 Тэв.

Расчеты проводились для протонов и пионов с начальными энергиями в интервале $0,3 + 10,0$ Тэв с ядрами железа.

Принималось, что основными продуктами неупругих адрон-ядерных взаимодействий являются релятивистские пионы и продукты ядерных расщеплений h - частицы, поскольку каоны, гипероны и другие частицы составляют незначительную долю всех вторичных частиц. По оценкам Хаякавы [6] эта доля менее 6%. Количество каонов в потоке вторичных частиц можно оценить интегрированием инклюзивного сечения образования каонов [7] из соотношения:

$$\eta_{K^{\pm}} = \frac{1}{\sigma_{in}} \int \int_p \frac{d^2 \sigma_{K^{\pm}}}{dP d\Omega} dP d\Omega = \frac{\langle n_{K^{\pm}} \rangle \sigma_{K^{\pm}}}{\sigma_{in}}.$$

По нашим оценкам эта величина составляет также менее 6% в широком интервале энергий 200-1000 Гэв и падает с увеличением энергии.

При расчетах мы пользовались классификацией вторичных частиц, используемой в экспериментах с ядерными фотосэмульсиями [8]:

n_s - число релятивистских частиц ($\beta > 0,7$),

n_g - число "серых" частиц с кинетическими энергиями $50 \text{ Мэв} \leq E \leq 500 \text{ Мэв}$,

n_b - число "черных" частиц с кинетическими энергия-

ми $E < 50$ Мэв (продукты испарения).

Две последние группы составляют продукты ядерного расщепления.

Вклад нейтральных частиц в число вторичных будет рассмотрен ниже.

При расчете последовательно разыгрывались следующие параметры: пробег неупругого взаимодействия адрона, полный коэффициент неупругости взаимодействующих нуклонов, множественность и энергии γ -частиц, энергии S -частиц и энергии π^0 -мезонов, распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2e^+e^-$.

В отличие от ранее опубликованных работ, посвященных моделированию ядерно-электронных каскадов [2,3], где расчет также проводился в одномерном приближении, нами в основу розыгрыша единичного акта неупругого адрон-ядерного взаимодействия были положены инклюзивные спектры вторичных релятивистских частиц, интегрированные по всем поперечным импульсам. Такой подход исключает необходимость розыгрыша множественности вторичных частиц, так как инклюзивный спектр определяет вероятность рождения частицы данной природы с данной энергией и множественностью.

Рассмотрим поэтапно, как и по каким законам проводился розыгрыш перечисленных параметров.

Полный коэффициент неупругости K .

Согласно определению, в L -системе.

$$K = \frac{\sum E_S + \sum E_{\pi^0} + \sum E_n}{E_0}, \quad (1)$$

где E_0 - энергия генерирующего нуклона.

Имеющиеся экспериментальные данные по $\langle K \rangle$ малычисленны и весьма противоречивы. Значения $\langle K \rangle$, сог-

ласно ряда работ [9,10], колеблются в диапазоне 0,55 + 0,75 и практически не зависят от энергии генерирующего нуклона. Экспериментальные данные по распределению K , усредненные по работам [9,10], удовлетворительно аппроксимируются гауссовским распределением.

Нами разыгрывался полный коэффициент неупругости K нормального (гауссовского) распределения со средним $\langle K \rangle = 0,65$ и дисперсией $\sigma = \frac{\sqrt{\langle K^2 \rangle + \langle K \rangle^2}}{2} = 0,5 \cdot K$

В случае "первичного" пиона коэффициент брался равным $K \cong 3$.

Множественность и энергия каскадных нуклонов

Результаты основных работ по исследованиям продуктов ядерных расщеплений собраны в монографиях [6,11-13]. Экспериментальные данные по распределению множественности n_g - частиц для конкретного ядра-мишени отрывочны. Тем не менее известно [11], что при энергиях "первичного" адрона $E \lesssim 1$ Гэ в распределение $W(n_g)$ становится близким к пуассоновскому. Однако нетрудно показать, что при неизменном $\langle n_g \rangle$ и сохранении гауссовского характера даже значительные изменения вида распределения $W(n_g)$ практически не влияют на форму ядерно-электронного каскада. Мы ограничились пуассоновским распределением множественности каскадных "серых" частиц во всем диапазоне энергий генерирующих адронов:

$$W(n_g) = \frac{\langle n_g \rangle^{n_g}}{n_g!} \cdot e^{-\langle n_g \rangle}.$$

Зависимость средней множественности $\langle n_g \rangle$ от энергии "первичной" частицы удовлетворительно аппроксимируется степенной функцией вида:

$$\langle n_g \rangle = c \cdot E_0^\alpha \quad [11], \quad (2)$$

где коэффициент $C = 1,08$ [11,14] и одинаков для пион- и нуклон-ядерных взаимодействий. Показатель.

$\alpha = 0,75$ для нуклон-ядерных и $\alpha = 0,70$ для пион-ядерных взаимодействий [11].

В работе [15] замечено, что распределение q - частиц, образованных в фотоэмульсиях при облучении их 300 - мэвными протонами и нейтронами, весьма близки друг к другу. Это дает нам основание предположить (в силу изотопической инвариантности нуклонов), что распределения числа каскадных протонов и нейтронов с энергиями 50 ÷ 500 Мэв одинаковы. Но поскольку обозначение

N_q относится только к каскадным протонам, то полное число каскадных нуклонов будет равно $N_q = N_{q_1} + N_{q_2}$. При этом $\langle N_{q_1} \rangle = \langle N_{q_2} \rangle$.

В области энергий $E = 4 \div 5$ Гэв рост функции (2) практически исчезает [11]⁰ и величина $\langle N_q \rangle$ продолжает оставаться неизменной вплоть до десятков Тэв [16]. Поэтому при энергии $E \geq 5$ Гэв величина $\langle N_q \rangle$ считалась постоянной и равной: $\langle N_q \rangle = 1,08 \cdot 5^{0,75} = 3,58$ при нуклон-ядерных и $\langle N_q \rangle = 1,08 \cdot 5^{0,70} = 3,34$ при пион-ядерных взаимодействиях.

Энергетический спектр q -частиц во всей области энергий 50 ÷ 500 Мэв аппроксимируется степенной функцией [11,13]:

$$W(E_q) = C \cdot E^{-\gamma} \quad (3)$$

При нуклон-ядерных взаимодействиях величина $\gamma = 1,75$ [11] и в пределах ошибок измерений постоянна во всем диапазоне наблюдаемых энергий. В случае пион-ядерных взаимодействий величина γ зависит от энергии "первичного" пиона в области $E_0 < 5$ Гэв. Однако

при $E \gg 5$ Гэв различие между спектрами E_q в пион- и нуклон-ядерных взаимодействиях исчезает [11] и для первичного пиона γ можно определить из соотноше-

ний:

$$\begin{aligned} \gamma(E_0) &= 2,35 - 0,4 \cdot E_0 \text{ (Гэв)} && \text{при } E_0 < 5 \text{ Гэв,} \\ \gamma &= 1,75 && \text{при } E_0 \geq 5 \text{ Гэв.} \end{aligned}$$

Величина коэффициента C в формуле (3) определяется из условия нормировки $W(E_g)$ на единицу:

$$\int_{0,05}^{0,9} W(E_g) \cdot dE_g = 1$$

Откуда следует:

$$C = \frac{1 - \gamma}{0,5^{1-\gamma} - 0,05^{1-\gamma}}$$

Отсюда и определяется суммарная энергия, идущая на образование всех каскадных нейтронов и протонов:

$$E_g = \sum_{i=1}^{n_g} E_{gi} \quad (4)$$

Энергия возбуждения остаточного ядра.

Исходя из данных работы [3], энергия возбуждения остаточного ядра E_6 нами не разыгрывалась, а бралась равной некоторой фиксированной величине, зависящей от числа вылетевших из ядра-мишени каскадных нуклонов. Величина E_6 практически не зависит от энергии "первичного" адрона и её зависимость от массового числа остаточного ядра можно выразить соотношением вида:

$$E_6 \text{ (Гэв)} (A_{\text{ост}}) = 0,025 \cdot (A - A_{\text{ост}}) \quad (5)$$

Влияние E_6 на вид ЯЭК будет рассматриваться ниже.

Таким образом, согласно формулам (4) и (5), вычисляется доля энергии "первичного" адрона E_n , идущая

на ядерное расщепление:

$$E_h = E_g + E_6. \quad (6)$$

На рис. 1 приведены: расчетное распределение $f(E_k)$ полной энергии разыгранного ядерного расщепления в единичном акте нуклон-ядерного взаимодействия (а) и зависимость $\langle E_h \rangle$ от энергии генерирующего нуклона (б). Как видно из рисунка, полученные распределения близки к нормальному, а средняя энергия ядерного расщепления $\langle E_h \rangle$ в единичном акте взаимодействия (согласно выбранной модели) при $E \geq 5$ Гэв не зависит от E_0 — энергии генерирующего адрона и равна ~ 1 Гэв, что согласуется с рядом экспериментальных данных [1, 11, 17].

Энергия вторичных релятивистских частиц.

Придерживаясь общепринятой классификации вторичных релятивистских частиц, мы подразделяли их на заряженные π_{\pm} и нейтральные π_0 . Нейтральными релятивистскими частицами считались π^0 — мезоны с вероятностью их образования $W_{\pi^0} = 0,31$. Эта величина получена из усреднения ряда экспериментальных данных отношения $\langle \pi_{\pi^0} \rangle / \langle \pi_{\pm} \rangle$, приведенных в монографиях [6, 8].

Подавляющее большинство всех вторичных релятивистских заряженных частиц составляют пионы, и поэтому в расчетной модели все S — частицы считались заряженными π^{\pm} — мезонами.

Следуя (1) и (6), суммарная энергия всех вторичных частиц E' равна:

$$E' = \sum E_{g \pm 0} = K \cdot E_0 - E_h. \quad (7)$$

Эта энергия распределяется между вторичными релятивистскими частицами согласно некоторого энергетического спектра, аналитический вид которого можно

определить интегрированием инклюзивных спектров вторичных частиц по поперечным импульсам P_{\perp} .

Вопросу инклюзивных спектров вторичных частиц различной природы посвящен целый ряд работ [7,18].

В настоящей работе для розыгрыша энергии вторичных релятивистских частиц использовались инклюзивные спектры, полученные в работе [7]. Преимуществом этих спектров перед приведенными в работах [18] является то, что они получены на основе самых современных экспериментальных данных, охватывают широкий диапазон энергий генерирующих адронов ($3 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 1000 \text{ ГэВ}$ для нуклонов и $0,5 \leq E_0 \leq 10^3 \text{ ГэВ}$ для пионов) и весь возможный диапазон энергий вторичных частиц ($E_{\pi} > 200 \text{ МэВ}$ для пионов и $E_N \geq 1,1 \text{ ГэВ}$ для нуклонов).

Для получения энергетических спектров вторичных частиц в виде $dN/dE(E)$ нами было произведено на ЭВМ численное интегрирование выражения

$$\frac{dN}{dE}(E) = \frac{1}{N_0} \int_{\Omega} \frac{d^2 N}{dP \cdot d\Omega} \cdot d\Omega \quad (8)$$

Аналитический вид спектра взят из работы [7].

Результаты интегрирования показаны на рис.2 при двух начальных энергиях первичного нуклона 200 ГэВ и 1000 ГэВ для вторичных пионов. Полученные методом максимального правдоподобия значения (8) были аппроксимированы функцией

$$\frac{dN}{dE}(E) = \begin{cases} C_1(E_0) \cdot E^{-\alpha} & \text{при } U_{\min} \leq U \leq 0,8 \\ C_2(E_0) \exp(-\gamma/U_0) & \text{при } 0,08 \leq U \leq K \\ 0 & \text{при } U_{\min} > U > K \end{cases} \quad (9)$$

$$U = E/E_0$$

Здесь K - полный коэффициент неупругости, $\gamma = 1,1$

$U_0 = 0,085$, $U_{\min} = E_{\min}/E_0$ (в зависимости от сорта рожденной частицы).

Коэффициенты $C_1(E_0)$ и $C_2(E_0)$ определяются из условий

$$C_1(E_0) \cdot \int_{U_{\min}}^{0,08} U^{-\gamma} dU + C_2(E_0) \cdot \int_{0,08}^K e^{-U/U_0} dU = 1$$

$$C_1(E_0) (0,08 \cdot E_0)^{-\gamma} = C_2(E_0) \cdot e^{-0,08/U_0}$$

и равны

$$C_1(E_0) = \frac{1 - \gamma}{0,08^{1-\gamma} - U_{\min}^{1-\gamma}}$$

$$C_2(E_0) = \left[\exp\left(-\frac{0,08}{U_0}\right) - \exp\left(-\frac{K}{U_0}\right) \right]^{-1}$$

Вычисленные для различных значений E_0 величины γ и U_0 практически не зависят от энергии первичного адрона вплоть до нескольких Тэв. Энергии вторичных релятивистских частиц разыгрывались во всей области определения функции распределения (3).

Розыгрыш энергии вторичных частиц производится до тех пор, пока суммарная энергия розыгрыша частиц не станет равной или превысит энергию E' формулы (7).

В случае $\sum_{i=1}^n E_i > E'$ последней разыгранной частице приписывалась энергия, равная $E_n = E' - \sum_{i=1}^{n-1} E_i$

На рис.3 приведены заложенный спектр энергии вторичных релятивистских частиц (формула (9)), расчетный спектр всех вторичных частиц и расчетный спектр последней вторичной частицы. при выполнении закона сохранения энергии. Как видно из рисунка, спектр последней частицы практически не влияет на разыгрываемый спектр всех вторичных частиц. По-видимому, такое поведение спектра вторичных релятивистских частиц можно отнести к ряду преимуществ используемого инклюзивного спектра. Закон сохранения энергии выполняется со знаком точности ЭВМ.

Единственной величиной, характеризующей множественность вторичных релятивистских частиц, вложенной в расчетную модель розыгрыша, является аппроксимация инклюзивных спектров этих частиц. Величины множественности всех вторичных релятивистских частиц были получены из розыгрыша энергии этих частиц с выполнением закона сохранения энергии. С учетом вероятности образования n_s нами получены распределения их множественностей для различных энергий ($E_0 = 5,50$ и 500 Гэв), которые приведены на рис.4а. На рис.4б показана зависимость средней множественности $\langle n_s \rangle$ от энергии первичного нуклона для атомов железа. Сплошная линия - наша аппроксимация. Она хорошо согласуется с рядом достоверных экспериментальных аппроксимаций (напр., [8,19]):

$$\langle n_s \rangle = A^{0,129} (1,8 \cdot \lg E_0 - 2,4), \quad (10)$$

где E_0 - в Гэв.

В настоящее время нет экспериментальных данных по распределениям множественности вторичных частиц на ядрах железа во всей интересующей нас области энергий. При энергиях в сотни Гэв и выше распределе-

ния по множественности получены лишь в экспериментах, проведенных с ядерными фотоэмульсиями. Для сравнения полученных нами распределений с экспериментом мы пользовались данными работы [14] при $E_0 = 200 \text{ Гэв}$ (рис.5). Отличие расчетного и экспериментального значений $\langle n_s \rangle = 13,6 \pm 0,2$; $\langle n_s \rangle = 11,99$ можно отнести за счет слабой зависимости $\langle n_s \rangle$ от атомного номера ядра-мишени. При пересчете $\langle n_s \rangle$ от эмульсии к ядру железа согласно $\langle n_s \rangle \sim A^{0,129}$ расчетная множественность согласуется с экспериментальной.

Правильность рассчитанных нами распределений n_s подтверждается и линейной зависимостью дисперсии распределения от $\langle n_s \rangle$ (рис.6), которая была неоднократно замечена в различных экспериментах (см. напр., [8]).

Наиболее полной характеристикой расчетных распределений множественности является поведение функции $\psi(n_s / \langle n_s \rangle) = \langle n_s \rangle^{-1} \delta n / \delta \ln$. В ряде теоретических и экспериментальных работ (напр., [14,20,21]) обсуждалось скейлинговое поведение функции $\psi(n_s / \langle n_s \rangle)$.

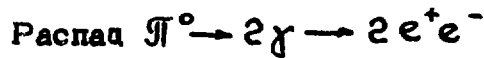
На рис.7 приведено сравнение расчетных значений функции $\psi(n_s / \langle n_s \rangle)$ полученных для разных E_0 , с аналитической функцией [21]:

$$\psi(z) = (0,1/z^2 + 18,85z^4 + 9,39z^{10}) \exp(-8,25z - 1,35/z + 6,628), \quad (11)$$

где $z = n_s / \langle n_s \rangle$.

Как видно из рисунка, расчетные значения функции практически не зависят от энергии и согласуются с аналитической кривой.

Одновременное удовлетворительное согласие вышеизложенных расчетных зависимостей множественности с наиболее достоверными экспериментальными данными дает основание считать, что выбранный нами метод розыгрыша элементарного акта неупругого адрон-ядерного взаимодействия правильно отражает основные процессы, влияющие на ход поглощения энергии первичного адрона.



Энергии γ -квантов в распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ определялись из выражения [22]

$$E_{\gamma_{1,2}} = \frac{E_{\pi^0}}{2} (1 \pm \beta_{\pi^0} \cdot \cos \theta^*),$$

где β_{π^0} - скорость системы покоя π^0 -мезона относительно L -системы;

$\cos \theta^*$ - равномерно распределен в интервале $0 + 1$.

Распад каждого $\gamma \rightarrow e^+e^-$ разыгрывался согласно дифференциальной вероятности образования электрон-позитронной пары [6] :

$$W(v) = v^2 + (1-v)^2 + \left(\frac{2}{3} - 2v\right) \cdot v \cdot (1-v),$$

где $v = E_e/E_\gamma$ - отношение энергии разыгрываемого электрона (позитрона) к энергии γ -кванта ;

$$v = \frac{1}{2} \ln(191 \cdot z^{-1/3}).$$

Дальнейшие флуктуации поглощения энергии π^0 -мезона не разыгрывались, так как (см. напр., [23]) они будут скомпенсированы большим числом рожденных электронов (позитронов). Поглощение энергии электронов

(позитронов) описывалось усредненным электромагнитным каскадом (ЭМК) в приближении Отта [24]. Начало каскада разыгрывалось согласно сечения распада

$$\gamma \rightarrow e^+ e^- .$$

Пробеги взаимодействия и ионизационные потери вторичных частиц.

Пробег неупругого взаимодействия релятивистских частиц разыгрывался согласно распределения:

$$W(\lambda) = \lambda_0^{-1} \cdot \exp(-\lambda/\lambda_0) ,$$

где λ_0 - средний пробег взаимодействия:

Для протона при $E_0 \geq 50$ Мэв $\lambda_0 = 135 \text{ гсм}^{-2}$.

Для нейтрона [11] при $E_0 \leq 1$ Гэв $\lambda_0 = 40 \text{ гсм}^{-2}$;

при $E_0 > 1$ Гэв $\lambda_0 = 135 \text{ гсм}^{-2}$.

для \mathcal{N}^+ - мезона:

при $E_0 \leq 60$ Гэв $\lambda_0 = 155 \text{ гсм}^{-2}$; [25] ;

при $E_0 > 60$ Гэв $\lambda_0 = 135 \text{ гсм}^{-2}$ [26] .

Ионизационные потери учитывались согласно формуле Бете-Блоха [8] .

Все вторичные частицы прослеживались до глубины 830 гсм^{-2} . Для каждого разыгранного ЭМК вычислялось число релятивистских заряженных частиц на дискретных уровнях наблюдения через каждые $2t_0 = 27,8 \text{ гсм}^{-2}$ (t_0 - радиационная единица). Каждый третий фиксированный уровень наблюдения совпадает с уровнем наб-

людения на экспериментальной установке [4] .

Частица считалась поглощенной, если ее кинетическая энергия становилась меньше 50 Мэв. Такие частицы более не прослеживались, так как согласно [27] пробег таких частиц $< 3 \text{ гсм}^{-2}$.

Для частиц с энергиями $E_k/m < 1$ (h - частицы) учитывалось влияние сильной ионизации на наблюдаемое число реальных релятивистских частиц, регистрируемых ионизационными камерами, следующим образом. Сильно-ионизирующая частица при прохождении через дискретный уровень наблюдения имитирует прохождение $n = \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{dE}{dx}$ реальных релятивистских частиц ($\epsilon \approx 2 \text{ Мэв см}^2/\text{г}$ - средняя энергия ионизационных потерь релятивистских частиц на 1 гсм^{-2} вещества [27] .

В Ы В О Д Ы

Описанная модель розыгрыша ядерно-электронного каскада, на наш взгляд, выгодно отличается от упомянутых нами выше аналогичных работ следующими свойствами.

1. В основу моделирования неупругого адрон-ядерного взаимодействия положен инклюзивный спектр вторичных релятивистских частиц. Это позволяет, не разыгрывая множественность вторичных частиц, получить их распределения по множественности. Одновременное хорошее согласие распределений n_s и $\langle n_s \rangle$ с имеющимися экспериментальными данными, логарифмическая зависимость средней множественности вторичных релятивистских частиц от энергии генерирующего адрона, линейная зависимость дисперсии распределения от $\langle n_s \rangle$, а также скейлинговое поведение распределения вида $\frac{\sigma_n}{\sigma_{in}} \langle n \rangle = f(n/\langle n \rangle)$ и его согласие с СНО скей-

линггом (формула (11)) дают основание утверждать, что модель взаимодействия весьма удовлетворительно отражает процессы, происходящие при неупругом адрон-ядерном взаимодействии.

2. Закон сохранения энергии выполняется с высокой точностью. Искажение энергетического спектра вторичной частицы, вычисляемой в акте взаимодействия последней, практически не влияет на вид энергетического распределения по всем вторичным частицам. Это обстоятельство также можно отнести к ряду свойств использованного нами инклюзивного спектра.

3. Учитывая, что основные флуктуации электромагнитного каскада приходятся на начало развития ливня, разгрываются лишь три поколения электромагнитной компоненты неупругого взаимодействия. Дальнейший розыгрыш заменен аналитической функцией усредненного ЭМК от первичного электрона (позитрона).

Такой подход значительно (в 2 - 3 раза) уменьшает время, необходимое для расчета.

К недостаткам работы следует отнести то, что расчет электронно-ядерного каскада проводился в одномерном приближении. В дальнейшем мы предполагаем получить усредненный ЯЭК с учетом распределения коэффициента неупругости, а также оценить влияние пространственного распределения ливневых частиц на усредненный ЯЭК.

Данная работа может быть использована как для исследований взаимосвязи отдельных физических характеристик ЯЭК, так и для определения новых методов обработки экспериментальных данных на ионизационном калориметре и вычислении возможных методических ошибок.

В заключение выражаем благодарность Авакяну В. за стимулирование данной работы, Геворкяну С.Р. и Григоряну Г.В. за полезные обсуждения на всех этапах выполнения работы.

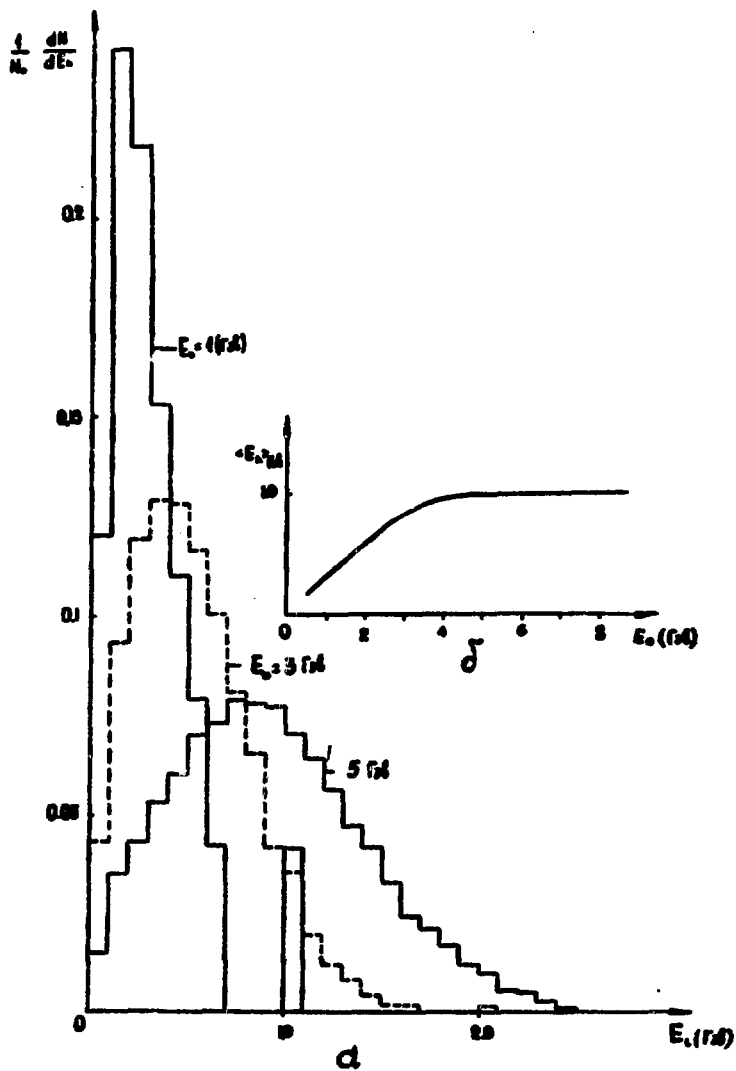


Рис.1

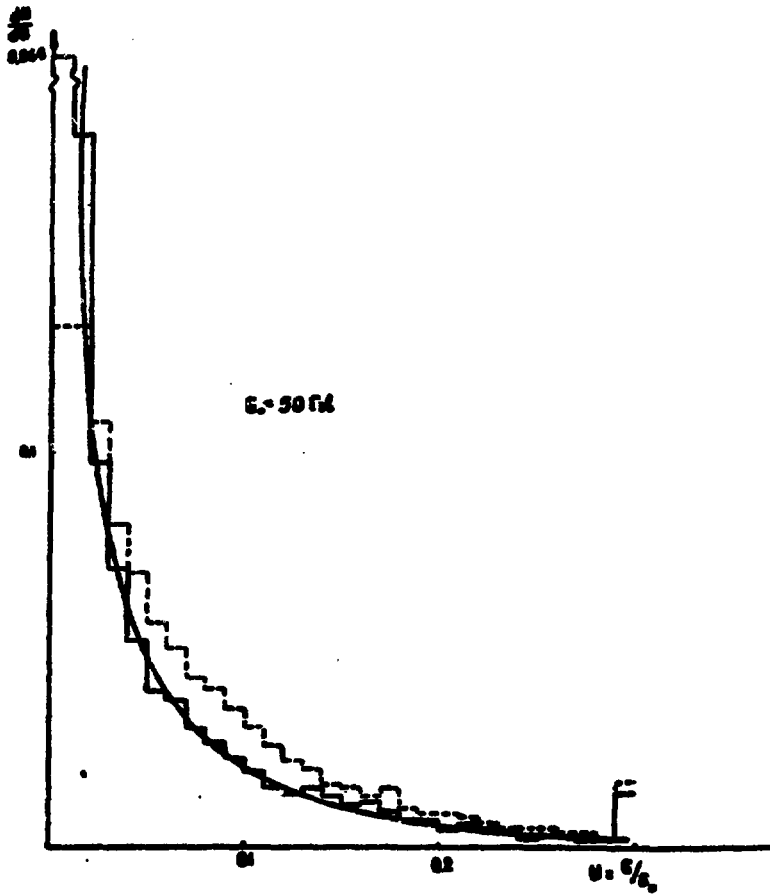


Рис.3

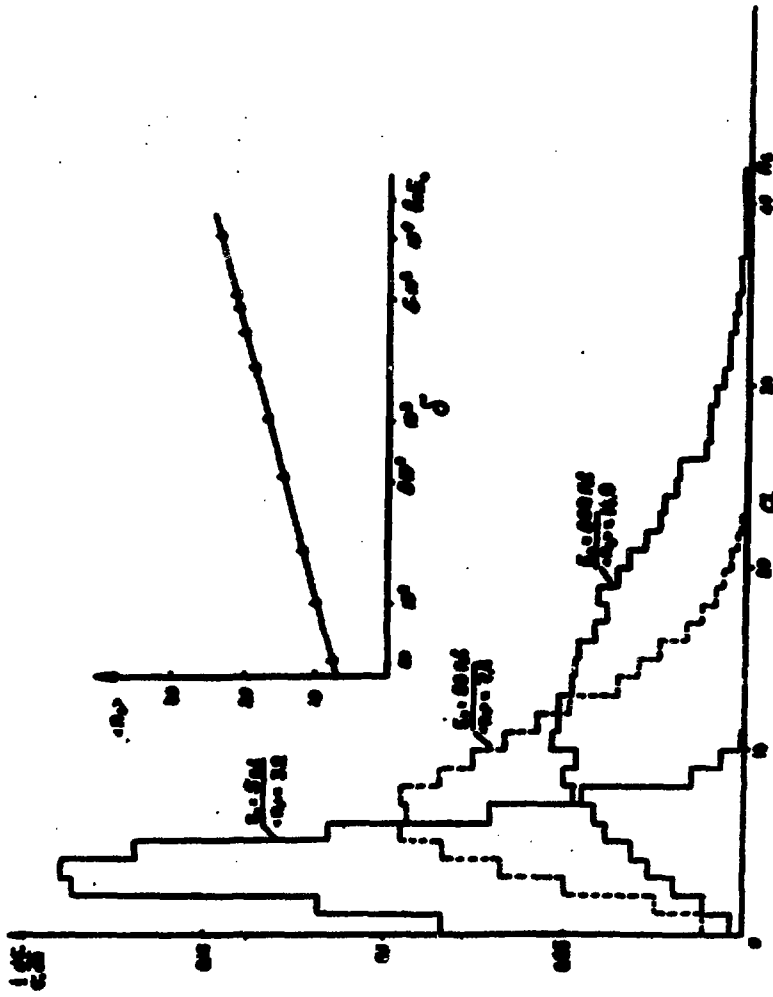


Рис.4

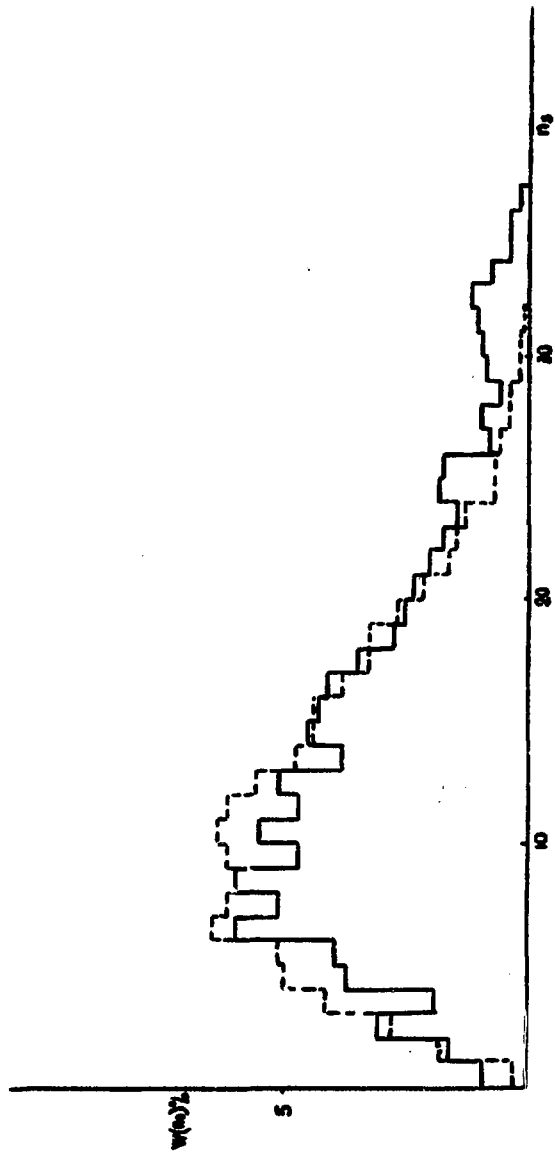


Рис.5

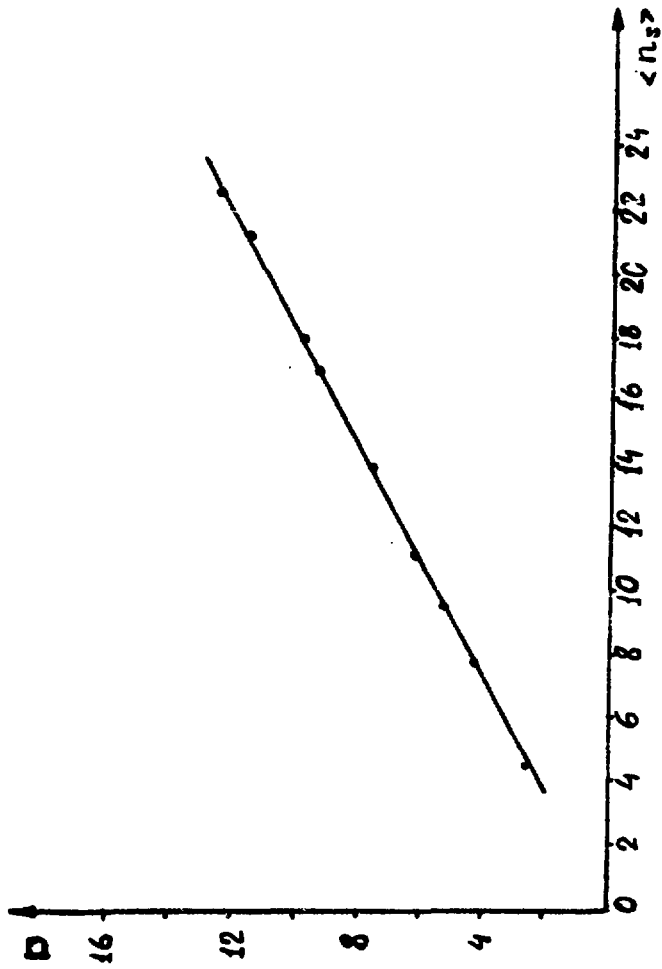


Рис.6

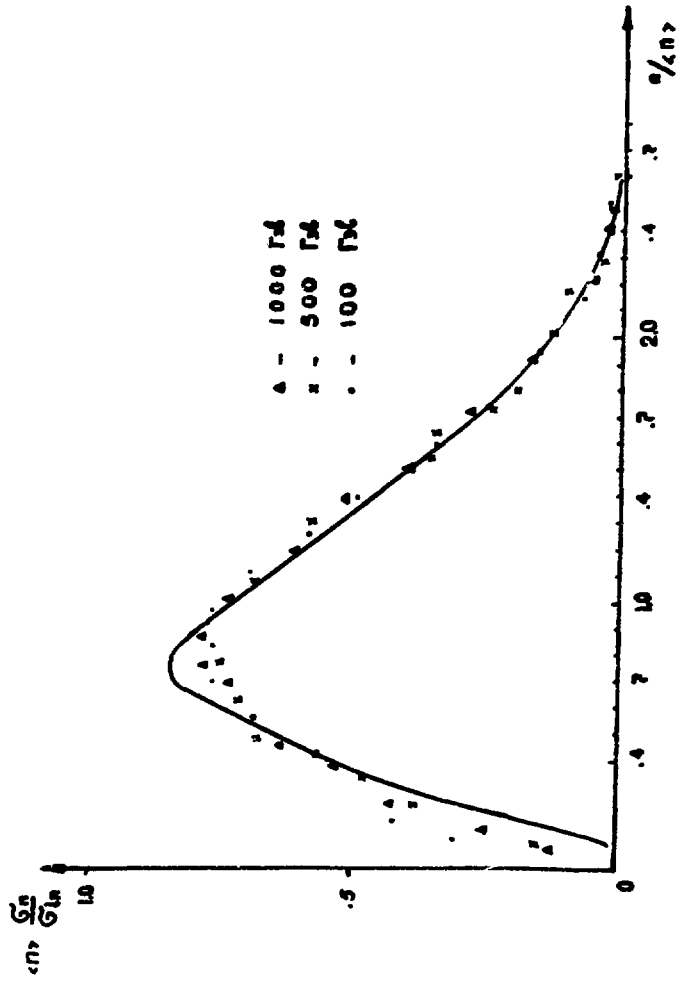


Рис.7

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 а) Расчетное распределение E_h
б) Зависимость $\langle E_h \rangle$ от энергии генерирующего нуклона.

Рис.2 Спектры вторичных адронов (пионов).

Рис.3 Спектры вторичных релятивистских частиц. Кривая - формула (9); сплошная гистограмма - расчетный спектр всех вторичных частиц; пунктирная гистограмма - расчетный спектр последней частицы.

- Рис.4 а) Расчетное распределение n_s .
б) Зависимость $\langle n_s \rangle$ от E_0 .

Рис.5 Распределения n_s . Сплошная - работа 14; пунктирная - наш расчет.

Рис.6 Зависимость дисперсии распределения n_s от $\langle n_s \rangle$

Рис.7. Скейлинговая топологическая функция. Кривая - формула (11); точки - наш расчет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.А.Бротняк и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 40, 5, 914, 1973.
А.М.Дунаевский и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 40, 5, 922, 1976.
С.Л.Кучинин и др. Препринт ИФЭ. ЛРИ 75-74.
А.М.Дунаевский, А.В.Урысон. Препринт 150, Москва, ФИАН, 1975.
2. W.V. Jones, Phys.Rev., V.187, N.5, p.1868, 1969.
R.W. Ellsworth et al. 14th Int.C.R.Conf. Munchen, 1975, V.5, 2528.
3. В.Н.Акимов и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 34, 9, 1888, 1970.
4. M.O.Azarian et al. CPC 539.12.17, 1972
М.О.Азарян и др. ЯФ, 21, 3, 1975.
Э.А.Мамиджян. Докторская диссертация, 1975.
5. В.В.Авакян и др. Изв.АН СССР, сер.физ. 10, 5, 1058, 1976.
6. С.Хаякава. Физика космических лучей, Мир, Москва, 1973.
7. Л.Р.Кимель, Н.В.Мохов. Изв.ВУЗов, физика, 10,17, 1974.
8. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях, Москва, ^б томиздат, 1974.
9. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Изв.АН СССР. сер.физ. 33, 1454, 1969.

- T. Eichten et al. Nucl. Phys., V. B44, 333, 1972.
- W. V. Jones. Proc. Int. Conf. on C. R. Budapest, 1969
- И. Н. Фетисов. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2187, 1971.
- Т. С. Юлдашбаев. Диссертация, Ташкент, 1972.
10. Г. Б. Жданов. Изв. АН СССР, 38, 5, 935, 1974 .
11. В. С. Барашенков, В. Л. Чичеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами, Атомиздат, Москва, 1972.
12. Ф. П. Денисов, В. Н. Мехедов. Ядерные реакции при высоких энергиях, Атомиздат, Москва, 1972.
13. С. Пауэлл и др. Исследование элементарных частиц фотографическими методами, И. Л., 1962.
14. Э. В. Анзон и др. ЯФ, 22, 4, 736, 1975.
15. Bernardini G. et al. Phys. Rev., 85, 826, 1952.
16. Ю. П. Никитин и др. УФН, 121, 1, 3, 1977.
17. Н. Л. Григоров и др. ЖЭТФ, 36, 1068, 1959.
18. Cocconi G. et al. Report UCKL-10022, p. 167, 1962; Von Dardel G. Report 62-17 $\frac{NP}{inf}$, 1962
Ronft J. Report $\frac{MPS}{inf}$, $\frac{MV}{EP}$, 66-3, 1966
19. Dunaevsky A. M. et al. 14th Int. C. R. Conf. 7, 2562, Munchen, 1975
20. Slattery P. Phys. Rev. Lett., 29, 1624, 1972;
Koba Z. et al. Nucl. Phys., 40B, 317, 1972
21. С. В. Семенов и др. ЯФ, 22, 792, 1975.

22. Г.И.Копылов. Основы кинематики резонансов, Наука, М,1970.
23. В.В.Борог и др. Труды Всесоюз.конференции по физ.косм.луч., Ташкент, 1,7 -16, 1968.
24. Ott.K.Kosmische Strahlung, Berlin, 1953.
25. Ю.П.Горин и др., ЯФ,18,336, 1973.
26. Э.А.Мамиджаниян, Р.М.Мартirosов. ЯФ, 20, 1, 107, 1974,
27. В.И.Калашникова, М.С.Козодаев. Детекторы элементарных частиц. Наука, М,1966.

Рукопись поступила 15-го июня 1977 г.

индекс 3624

Редактор Л. П. Мукаин

Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ 1119

ВФ- 03370

Тираж 289

Подписано к печати 18/X-77г. Формат издания 30x40

2,0 уч. изд. л. Ц. 14 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Мар-
кьяна 2