

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳՐԱԿԱՆ ԶԱՂԱՐԴՈՒՄ ՆԱՎԱԾ ԿՈՄՄՈՒՆԻԿԱՆԵ

ЕФИ-231(24)-77

ՏՎ ԳՅ 10272

Մ. Ի. ԿԵՐՈՍՅԱՆ

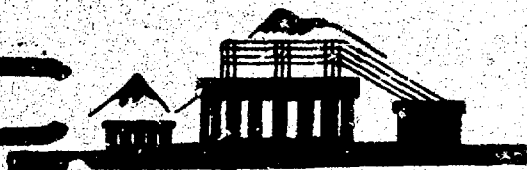
ԱՆԱԼԻԶ ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԻԿԵՍԻ ԿԱՏԱԿԱԾՈՎ ԵՆԵՐԳԻ
ԿԱՏԱԿԱԾՈՎ ԵՆԵՐԳԻ

$5 \cdot 10^1 + 5 \cdot 10^3$ ԳԵՎ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-231(24)-77

М.И.КЕРОПЯН

АНАЛИЗ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ
КАСКАДОВ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ

$5 \cdot 10^1 + 5 \cdot 10^3$ ГЭВ

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

Введение

Изучение ядерных каскадов в ионизационном калориметре продолжает оставаться актуальным ввиду возможности получения с их помощью уникальной информации о достаточно тонких свойствах взаимодействия адрон-ядро в фильтрах калориметра. К этой информации относятся, в частности, топологические и парциальные сечения взаимодействия, вклад процессов с почти полной неупругостью и т.д.

Калориметрическая методика может быть использована не совсем обычным образом [1].

Сюда можно отнести также поиск параметров, связанных с калориметром и дополнительно характеризующих ядерные процессы. Таким параметром является доля энергии $\eta(E, A)$, переданная в акте взаимодействия "первичным" адроном обычно недетектируемым явным образом малэнергичным ливневым S' и сильноионизирующим h частицам. Эти частицы являются распадными продуктами фрагментов ядра-мишени. Таким образом согласно определению.

$$\eta(E, A) = \frac{1}{E} (E_s + E_h). \quad (1)$$

Нетрудно показать, что величина $\eta(E, A)$ связана с параметром, многие годы измеряемом на кало-

риметрических установках (см., например, [1] -эксперименты в космических лучах, [2] -эксперименты на ускорителях, [3] -расчеты методом Монте-Карло) с целью анализа и улучшения энергетических возможностей калориметра. Речь идет о доле энергии $\eta_{\text{ук}}(E, t_{\text{Аук}})$, передаваемой короткопробежным S' и продуктам ядерных расщеплений, генерированных в ядерных процессах по всей толщине калориметра. Величина $\eta_{\text{ук}}(E, t_{\text{Аук}})$, измеряемая в ионизационном калориметре, связана с $\eta(E, A)$ следующим образом:

$$\eta_{\text{ук}}(E, t_{\text{Аук}}) = \int_{E_{\text{пор}}}^E \int_0^{T_0} \frac{F(E, t) \eta(E, A)}{\lambda_{\text{ин}}(E)} dE, dt, \quad (2)$$

где $F(E, t) dE$, - дифференциальный энергетический спектр вторичных адронов с $\beta \geq 0,7$; $\lambda_{\text{ин}}$ - пробег неупругого взаимодействия адрона с ядром вещества $A_{\text{ук}}$; T_0 - эффективная толщина вещества калориметра, в котором могут происходить взаимодействия "первичного" адрона.

Благодаря конечной и одной и той же толщине калориметра T_0 , для взаимодействий, имеющих место при различных энергетических интервалах, функции $\eta(E, A)$ $\eta_{\text{ук}}(E, t_{\text{Аук}})$ - однородны. Иными словами, формулу (2) можно переписать в "эмпирическом" виде:

$$\eta_{\text{ук}}(E, t_{\text{Аук}}) = C \eta(E, A), \quad (2')$$

где C - постоянная, не зависящая от энергии E и характерная для каждого калориметра. Соотношение (2') выполняется с лучшей точностью при более высоких энергиях.

По методике ионизационного калориметра, исходя из анализа усредненных по разным энергетическим интервалам электронно-ядерных каскадных кривых, обычно ищется средняя величина $\langle \eta_{\text{ук}} \rangle (E, t_{A_{\text{ук}}})$

Анализ каскадных кривых заключается прежде всего в измерении пробега поглощения $L_a(E)$ потока энергии "первичного" адрона в веществе калориметра.

Геометрически величина L_a в логарифмическом построении усредненного ядерно-электронного каскада представляет наклон этой прямой.

Практически в большом диапазоне энергии измеряемый усредненный каскад невозможно описать единой экспонентой с постоянным значением L_a . Изменение наклона при заданной энергии адрона, т.е. уменьшение величины пробега L_a с увеличением глубины t , обусловлено энерговыделением $\eta(E, A)$ и, следовательно, $\eta_{\text{ук}}(E, t_{A_{\text{ук}}})$. Соотношение между $\eta_{\text{ук}}(E)$ и $L_a(E)$ для конкретного $A_{\text{ук}}$ выражается так:

$$\eta_{\text{ук}}(E) = \text{Const} \cdot e^{-\frac{t_{\text{узл}}}{L_a(E, t < t_{\text{узл}})}} \times \frac{L_a(E, t < t_{\text{узл}}) - L_a(E, t > t_{\text{узл}})}{L_a(E, t < t_{\text{узл}})} \quad (3)$$

где $t_{\text{узл}}$ - глубина излома усредненного каскада, отсчитываемая от максимума ядерно-каскадного ливня.

С увеличением энергии первичного адрона величина $L_a(E)$ может только расти или оставаться постоянной. Если не предполагается изменение характеристик акта взаимодействия адрона с ядром при некоторой энергии, и пороговыми эффектами можно пренебречь, то рост $L_a(E)$ может быть обусловлен только уменьше-

ем величины $\eta(E)$. При определенной энергии наступает насыщение в зависимости $L_a(E)$, выражающееся в том, что $L_a(E)$ по всей глубине калориметра будет постоянным.

Отсюда, согласно формуле (3): $\eta_{ук}(E) \approx 0$.

Впервые систематическое изучение величины $L_a(E)$ в достаточно широком и энергетически до сих пор уникальном диапазоне $1 \text{ Тэв} \leq E < 1000 \text{ Тэв}$ проводилось на Тянь-Шаньском комплексе по изучению широких атмосферных ливней (ШАЛ), основу которого составлял свинцовый калориметр толщиной 830 г. см^{-2} [4].

Как известно, большинство эксплуатируемых в современных экспериментах калориметров состоит из железа.

В связи с этим представляет несомненный интерес изучение энергетического поведения величины $L_a(E)$ в железе по прямым измерениям в Fe в достаточно широком диапазоне энергии.

Изучение $L_a(E)$ имеет двойкий смысл:

1. Дополнительный анализ энергетических возможностей калориметра, путем выявления неизвестных методических погрешностей, может привести к более корректному измерению традиционно исследуемых калориметрической методикой сечения неупругого взаимодействия адронов в железе $\sigma_{inh Fe}$ и характеристик неупругости взаимодействия адронов в железе.

2. Вторая причина, о которой говорилось на предыдущих страницах, может оказаться и более важной. Речь идет о возможном дополнительном источнике информации о протекании ядерных процессов при высоких энергиях, что может расширить область применения такого светосильного в космических лучах прибора как ионизационный калориметр.

Настоящая работа выполнена с целью выявления зависимости в железе по непосредственным, статистически обеспеченным и достоверным измерениям в широком интервале энергии от нескольких десятков Гэв до нескольких Тэв.

Для этого к "вторичной" обработке и последующему анализу были привлечены экспериментальные данные ионизационных калориметров следующих установок:

а. Арагацского ионизационного калориметра "АИК" в сочетании с пропорциональными счетчиками в одной серии измерений и годоскопом из газоразрядных счетчиков в другой [5]

$$500 \text{ Гэв} \leq E < 30 \text{ Тэв};$$

б. Арагацской установки НИИЯФ МГУ "Пион" 6 ;

$$50 \text{ Гэв} \leq E < 600 \text{ Гэв};$$

в. Тянь-Шаньской установки ФИАН "Луч" [7] :

$$100 \text{ Гэв} \leq E < 600 \text{ Гэв} .$$

1. Краткое описание использованных калориметров.

1. Калориметр "АИК" состоит из 12 рядов цилиндрических ионизационных камер (32 камеры длиной $\ell = 330$ см и диаметром $d = 10$ см в каждом ряду). Первые верхние два ряда камер прослоены свинцовым фильтром, толщиной 3 и 2 см, соответственно. Последующие десять рядов камер, которые составляют собственно калориметр, прослоены железом с "элементарным" слоем 80 г. см^{-2}

Суммарная толщина железа - 800 г. см^{-2} .

2. Калориметр установки "Пион" состоит из 22-х рядов ионизационных камер: три сдвоенных ряда прямоугольных ионизационных камер с $\ell = 60$ см; $d_1 = 5,5$ см;

$d_2 = 10$ см, прослоенных свинцом толщиной между парами рядов по 2 см.

Последующие 16 рядов с $\ell = 110$ см, $d = 5,5$ см и

$d_2 = 10$ см прослоены железом с $\Delta t_{Fe} = 65$ г. см⁻².
Суммарная толщина железа 1030 г. см⁻².

3. Калориметр установки "Луч" состоит из 20 рядов прямоугольных камер.

Над и между пятью верхними рядами камер ($l = 200$ см; $d_1 = 5,5$ см; $d_2 = 10$ см) помещены свинцовые пластины толщиной 2, 2, 1, 1, 2 см.

Между пятым и шестым рядами камер ($l = 410$ см, $d_1 = 5,5$ см, $d_2 = 10$ см) расположены слой свинца в 1 см и железа ~ 33 г. см⁻².

Последующие 8 рядов камер профильтрованы железом с "элементарным" слоем $\Delta t_{Fe} = 53$ г. см⁻², а остальные ряды - $\Delta t_{Fe} = 76$ г. см⁻².

Суммарная толщина железа в калориметре 980 г. см⁻²

1. Экспериментальные результаты

Из всего экспериментального материала, набранного на установках НИИЯФ МГУ, ФИАН, ЕФИ, были отобраны согласно критериям отбора [8] генерированные адронами в слоях Fe и Pb одноствольные ядерно-каскадные ливни - всего 3868 событий.

Для дальнейшего анализа и сопоставления экспериментальных данных, в настоящей работе отбирались случаи генерации ядерно-каскадных ливней в свинцовых фильтрах толщиной 2 см, расположенных над собственно железными калориметрами.

Кроме того, как показывает анализ материала, полученного на установках "Луч" и "Пион", темп счета событий в обоих калориметрах с одинаковым энерговыделением, а также усредненные ядерно-каскадные кривые совпадают в пределах статистических ошибок. Поэтому целесообразно объединить все эти данные в одну группу.

Все отобранные ядерно-каскадные ливни усреднялись известными в литературе методами.

Как известно, ядерные каскады определяются по

распределению ионизации в рядах калориметра. Ионизация в камерах создается в основном электронами с пробегом поглощения $L_e < 100 \text{ г. см}^{-2}$ [9], а также вторичными адронами с пробегом поглощения L_{ah} , превышающим пробег неупругого взаимодействия адронов в веществе.

Этим объясняется существование в основном каскадов с замедленным (по сравнению с электромагнитным) ходом поглощения каскадных кривых.

Однако в акте адрон-ядерного взаимодействия наряду с π^0 -мезонной и адронной компонентами рождаются также h -частицы от развала ядра, $h = b + g$, где b и g -частицы, оставляющие "серые" и "черные" следы в эмульсии. Частицы h -короткопробежные с $L_h \approx 25 \text{ г. см}^{-2}$ [1].

Созданная ими ионизация часто не регистрируется калориметром или регистрируется только одним рядом камер. Поэтому, когда в каскаде наблюдается резкий максимум (зубец), не подтверждающийся соседними рядами камер, то этот максимум приписывался h -частицам, рожденным вблизи стенок ионизационных камер данного ряда. При построении усредненных каскадов эти максимумы не учитывались, так как нами сравниваются каскадные кривые калориметров с разными толщинами "элементарного" слоя (53 г. см^{-2} , 65 г. см^{-2} и 80 г. см^{-2}).

Усредненные каскады для случаев, когда генерация ливня имеет место в железе, построены на рис.1. Как следует из экспериментальных точек рис.1, каскадные кривые нельзя описать одной экспонентой.

Если учесть пороговые эффекты, разные в калориметрах "Луч", "Пион" и "АИК", то методом h^2 можно подсчитать глубину t_{uzl} , при которой кривая резко меняет наклон, и величины пробегов поглощения потока энергии в ливнях на малых ($t < 2 \lambda_{in}$) и больших ($t \gg 2 \lambda_{in}$) глубинах.

Эти результаты даются в таблице 1. Там же приведены наиболее вероятные величины проникновения ливня t_{np} по глубине калориметра, характерные для этого размер ливня.

Таблица 1

Средняя энергия, Гэв	$t_{узл}$, г. см ⁻²	$L_a(E, t < t_{узл})$, г. см ⁻²	$L_a(E, t > t_{узл})$, г. см ⁻²	t_{np} , г. см ⁻²
72	130	146 ± 15	56 ± 5	225 ± 16
138	220	186 ± 9	84 ± 7	228 ± 17
300 [10]	-	213 ± 8 [10]	-	345 ± 23
364	320	244 ± 12	91 ± 8	336 ± 18
600 [10]	-	270 ± 11 [10]	-	402 ± 40
820	400	290 ± 17	117 ± 25	427 ± 40
1400 [10]	-	314 ± 24 [10]	-	-
1400	480	308 ± 24	117 ± 35	486 ± 36
2200	600	318 ± 31	117 ± 20	560 ± 48
4400	> 640	333 ± 30	117 ± 20	649 ± 60

В таблице 1 даются также данные установки "Луч" [10]. Совпадение характеристик усредненных ливней для установок "АИК" и "Луч" при средней энергии 1400 Гэв указывает на правомерность объединения результатов обеих установок.

Аналогично были построены каскадные кривые для ливней, генерированных в свинце (рис.2), и определены величины $L_a(E, t)$ (см. табл.2).

Таблица 2

Средняя энергия, Гэв	$L_a(E, t)$ на малых глубинах, F_e г. см ⁻²	$L_a(E, t)$ на малых глубинах, P_6 , г. см ⁻²
380	278 ± 7	256 ± 7
1600	311 ± 6	260 ± 6

1. Как следует из таблиц 1-2, величины, характеризующие размеры ливня и поглощение потока энергии, зависят от энергии E "первичного" адрона, упавшего на установку, а также от размеров ядра-мишени.

На рис.3 представлена зависимость $L_a(E, t_{Fe})$ вычисленная методом χ^2 ($\chi^2 = 7, n = 9$). Она может быть представлена в виде

$$L_a(E; t < t_{uz\lambda}) = (-67 \pm 6) + (118 \pm 9) \lg E \quad (4)$$

в области энергии $50 \text{ Гэв} \leq E \leq 5000 \text{ Гэв}$, где E выражено в Гэв, а L_a - в г. см⁻². (Напомним, что при энергии $\geq 5 \text{ Тэв}$ было 30 событий).

Логарифмическая зависимость предпочтительна также потому, что множественность энергетически выделенных частиц, которые "растягивают" чисто электро-фотонные ливни, логарифмически зависит от энергии.

Полученный результат $L_a(E, t_{Fe})$ не согласуется с данными $L_a(E, t_{P_6})$ [4] в перекрываемом интервале энергий.

2. Из данных таблицы 2 и рис.2 методом χ^2 была определена A -зависимость величины: L_α :

$$\frac{L_\alpha (Fe)}{L_\alpha (Pb)} = \left\{ \frac{(A_{Pb})}{(A_{Fe})} \right\}^{\alpha_1}, \quad (5)$$

где $\alpha_1 = 0,063 \pm 0,002$ при $\langle E \rangle = 380$ Гэв и
 $\alpha_1 = 0,056 \pm 0,001$ при $\langle E \rangle = 1600$ Гэв.

3. Для сравнительно тонких ионизационных calorиметров ("Луч"- "Пион") представляет определенный интерес распределение числа $N(n)$ максимумов в ливне и сравнение их для случаев генерации ливней в железе и свинце. Число максимумов в каждом событии может быть завышено из-за некоторой неопределенности и субъективных ошибок в построении каскадной кривой. Однако, поскольку и для Pb , и для Fe допускаются одинаковые методические ошибки, на зависимости $N(n) \equiv f(A)$, если она явно выражена, эти неопределенности не должны сказываться.

Поэтому методически оправдано рассматривать лишь отношение $\frac{\langle n_{Pb} \rangle}{\langle n_{Fe} \rangle}$ среднего числа максимумов для Fe и Pb .

Согласно построенным нами распределениям величина $\frac{\langle n_{Pb} \rangle}{\langle n_{Fe} \rangle}$ может быть удовлетворительно описана выражением, зависящим от A :

$$\frac{\langle n_{Pb} \rangle}{\langle n_{Fe} \rangle} = \left(\frac{A_{Pb}}{A_{Fe}} \right)^{\alpha_2}, \quad \text{где } \alpha_2 = 0,139 \pm 0,041 \quad (6)$$

4. Наиболее вероятная величина проникновения ливня t_{np} зависит от E (см. рис. 4).

Согласно рис. 4, построенная методом χ^2 зависимость имеет вид

$$t_{np}(E) = -(200 \pm 26) + (227 \pm 29) \lg E, \quad (7)$$

где E выражено в Гэв, t_{np} - в г.см⁻².

II. Обсуждение некоторых результатов

Экспериментальные данные, приведенные в предыдущем параграфе, позволяют вычислить величины $\eta_{\text{ук}}(E, t_{Fe})$ для разных энергий. Они даны в таблице 3. Там же выписаны результаты расчета по Монте-Карло, проверенные экспериментально при энергиях 10, 20,5 и 28,5 Гэв на ускорителе AGS [12].

Из таблицы 3 видно, что наши экспериментальные данные и расчеты М-К [12] находятся в хорошем согласии и зависимость $\eta_{\text{ук}}(E)$ можно представить в виде:

$$\eta_{\text{ук Fe}}(E) = \text{Const } E^{-\psi}, \quad (8)$$

где показатель ψ , определенный методом наименьших квадратов, равен $0,36 \pm 0,01$ ($\chi^2 = 7,2$ при $n = 23$).

Таблица 3

Средняя энергия,, Гэв	$\eta_{\text{ук}}(E, t_{\text{ФК}}),$ %	Примечание
10	41,7	Расчет М-К и ускорительный эксперимент [12]
20,5	32,3	-"-
28,5	28,5	-"-
80	$20 \pm 1,9$	Эксперимент, настоящая работа.
100	18,3	Расчет М-К [12] .
155	$16,4 \pm 1,3$	Эксперимент, настоящая работа.
300	12,6	Расчет М-К [12]
400	$12 \pm 0,6$	Эксперимент, настоящая работа
500	10,5	Расчет М-К [12]
880	$10 \pm 0,4$	Эксперимент, настоящая работа.
1000	8,4	Расчет М-К [12]
1530	$9 \pm 0,2$	Эксперимент, настоящая работа.
2400	$7,4 \pm 0,4$	Эксперимент, настоящая работа.
4670	$5,8 \pm 0,7$	Эксперимент, настоящая работа.

В заключение выражаю глубокую благодарность Э.А.Мамиджяну за стимулирование данной работы. Крайне признателен Л.И.Сарычевой и С.А.Славатинскому за представленную возможность использования "первичного" экспериментального материала НИИЯФ МГУ и ФИАН.

Благодарен Азаряну М.О., Бояджяну Н.Г., Мартиросову Р.М. за дискуссии и Оганесян А.А., Степанян Э.В. за обработку материала.

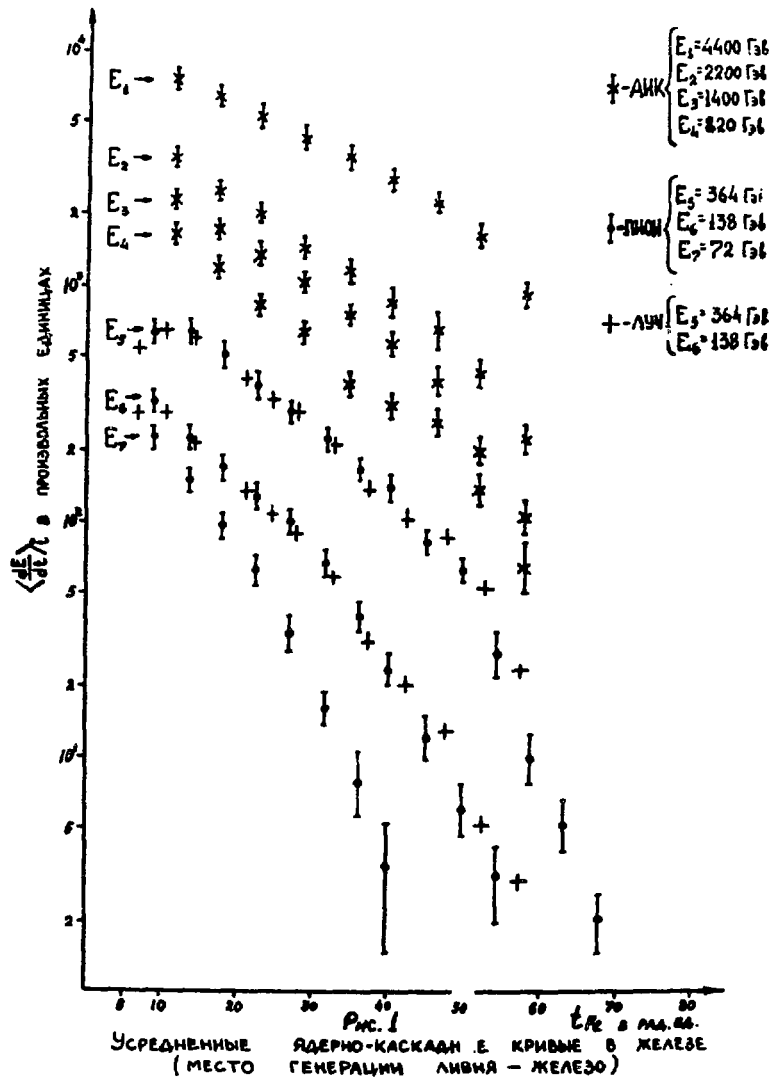


Рис. 1

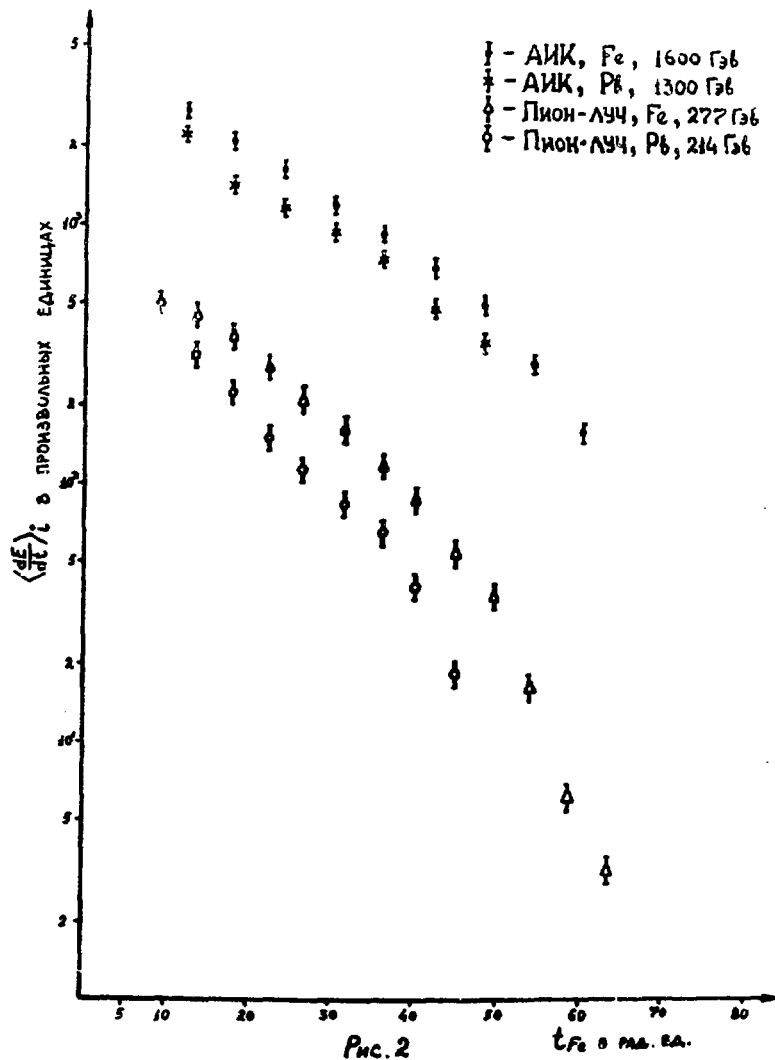


Рис. 2
 УСРЕДНЕННЫЕ ЯДЕРНО-КАСКАДНЫЕ КРИВЫЕ В ЖЕЛЕЗЕ
 (МЕСТО ГЕНЕРАЦИИ ЛИБНЯ - СВИНЕЦ И ЖЕЛЕЗО)

Рис. 2

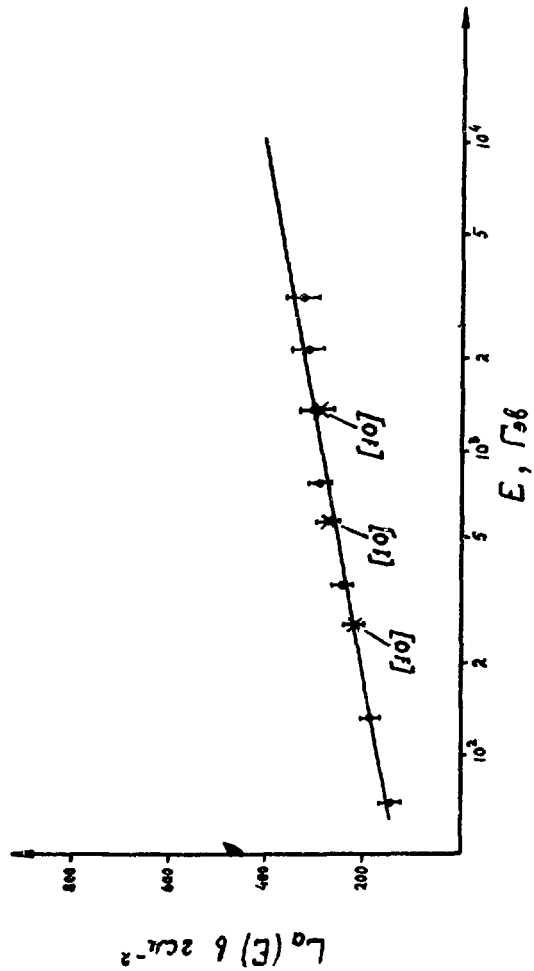


Рис. 3
 ЗАВИСИМОСТЬ ПРОБЕГА ПОГЛОЩЕНИЯ ПОТОКА ЭНЕРГИИ
 В КАСКАДНОМ ЛИВНЕ ОТ ЭНЕРГИИ

Рис.3

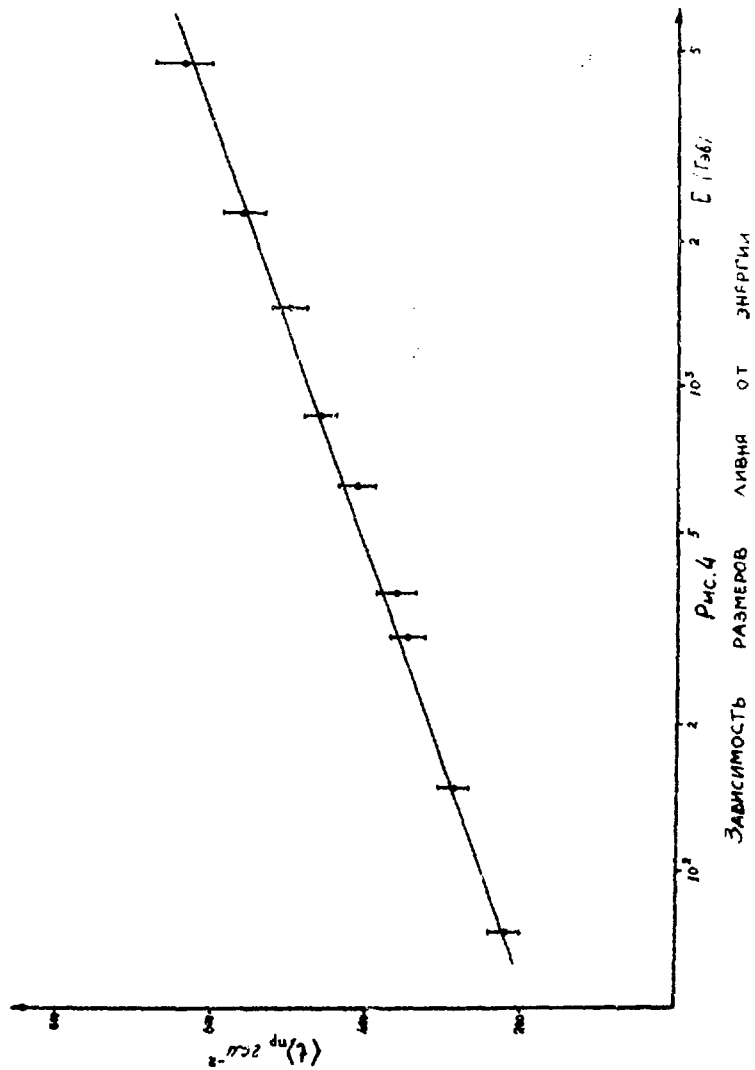


Рис. 4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 - Усредненные ядерно-каскадные кривые в железе (место генерации ливня - железо).
- Рис.2 - Усредненные ядерно-каскадные кривые (место генерации ливня - свинец и железо).
- Рис.3 - Зависимость пробега поглощения потока энергии в каскадном ливне от энергии.
- Рис.4 - Зависимость размеров ливня от энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Мураин, Л.И.Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях. Москва, 1974.
Н.Л.Григоров, И.Д.Ралопорт, В.Я.Шестоперов. Частицы высоких энергий в космических лучах. Москва, 1973.
2. Varish, V.C. Calif. Inst. of Technol. Report 68-410, 1973
3. А.Е.Мерозов, С.А.Славатинский, И.И.Фетисов и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 35, 2022, 1971.
Gillespie, C.R., Tugget, R.W., Jones, W.V. et al. Nucl. Instr. Meth., 51, 270, 1970.

В.Н.Акимов, К.Л.Матачун, С.А.Славатинский и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 33, 1888, 1970.
4. Aseikin, V.S., Goryucheva, G.Ya., Nikolsky, S.I. et al. Proc. of the XIV-th. Conf. on C.R. Munchen, 7, 2453, 1976
С.И.Никольский, В.И.Яковлев. Сб.Краткие сообщения по физике, 5, 1976.

Р.А.Нам, Н.М.Нестерова, С.И.Никольский и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 40, 240, 1976.
5. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян, В.В.Васильцов и др. Изв.АН Арм.ССР, физика, 5, 458, 1970.

Э.А.Мамиджян, М.О.Азярян, Г.А.Бадалян и др. Изв.АН Арм.ССР, физика, 7, 221, 1977.
6. А.И.Аношин, Г.Л.Башинджагян, А.И.Демьянов и др. Изв.АН СССР, сер.физ. 35, 2054, 1971.
7. В.В.Гусева, Н.А.Добротин, Е.В.Денисов и др. Тр.ФИАН, 46, 3, 1970.

8. В.И.Акимов, А.Е.Морозов, С.А.Славатинский.
Изв.АН СССР, сер.физ., 33, 1888,1970.
Л.И.Сарычева. Автореферат докторской диссертации.
ФИАН, 1974.
Э.А.Мамиджаниян. Автореферат докторской диссертации
ЕФИ, 1975.
9. И.П.Иваненко. Электромагнитная каскадная теория
МГУ, 1972.
10. А.Е.Морозов. Диссертация, ФИАН, 1973.
11. Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь, Ф.И.Сергеев. УФН, 121
1,3, 1977.
12. W.V.Jones. Pys.Rev., 187, 1868, 1969.

Рукопись поступила 19-го ноября 1976г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 971

ВФ- 03257

Тираж 299

Подписано к печати 31/У-77г. Формат издания 30х40

1.0 уч. изд.л. Ц. 10 к.

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

индекс 3624