

ԵՐԵՎԱՆԻ ԲՐԵՆԴՆԵՐ ԲՆԱՍՏՐՏՈՒՄ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՇՐԱԿ

НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ՅՈՒ ԿՑ 09592

ЕФИ-226(18)-77

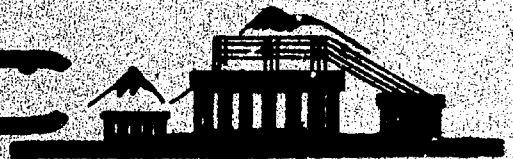
Н.Г. БОЯДЖЯН А.П.ГАРЯКА,  
Ю.Ф.ПИРОГОВ М.П.ПЛЕШКО

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЛИДИРУЮЩИХ  
НУКЛОНОВ НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ АТМОСФЕРЫ  
В ОБЛАСТИ 0,1-100 ТЭВ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ  
МОДЕЛИ

АРՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-226(18)-77

Н.Г. БОЯДЖЯН, А.П.ГАРЯКА,  
Ю.Ф.ПИРОГОВ<sup>\*)</sup>, М.П.ПЛЕШКО

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЛИДИРУЮЩИХ  
НУКЛОНОВ НА РАЗНЫХ ГЛУБИНАХ АТМОСФЕРЫ  
В ОБЛАСТИ 0,1-100 ТЭВ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ  
МОДЕЛИ

Ереван 1977

\*) Институт физики высоких энергий

© *Ереванский физический институт, 1977*

Настоящая работа посвящена изучению спектров лидирующих нуклонов на разных глубинах атмосферы с помощью двухкомпонентной модели для нуклон-ядерных взаимодействий [1]. Спектры рассчитанные методом Монте-Карло, сравниваются с имеющимися, преимущественно косвенными, экспериментальными данными.

Процессы неупругого взаимодействия частиц высоких энергий можно разделить на два класса: неупруго-дифракционные и недифракционные [2]. Наличие двух компонент особенно проявляется в спектрах лидирующих нуклонов в виде квазиупругого пика вблизи кинематической границы и плато при  $|X| < 0,9$ .

При доступных на современных ускорителях энергиях  $E = 10^2 - 10^3$  Гэв нуклон-нуклонное взаимодействие имеет ряд характерных черт.

Полное сечение неупругого взаимодействия растет с энергией и может быть описано достаточно аккуратно логарифмической зависимостью [3].

$$\sigma_{in} = \sigma_0 + \sigma' \ln \frac{E}{m} = \sigma_c (1 + g_{in} Y), \quad (1)$$

где  $Y = \ln \frac{E}{m}$  - быстрота налетающего нуклона в системе мишени. Разбиение сечения на постоянную и растущую с энергией части неоднозначно и зависит от описания в низко-энергетической области. Возможны также и иные параметризации типа  $\sim \ln^2 \frac{E}{m}$  [4] или  $(\frac{E}{m})^\Delta$ , неразличимые в диапазоне энергий NAL, ISR.

но значительно отличающиеся при энергиях в десятки Тэв и выше.

Для нуклон-ядерных взаимодействий, особенно для легких и средних ядер, также характерен рост сечения с энергией. Расчетами было найдено, что для взаимодействия нуклонов с углеродом наилучшее согласие с экспериментом даст следующая параметризация

$$\sigma_{in,NC}(E) = 200 (1 + 0.075 Y). \quad (2)$$

Экспериментальные данные и теоретическая кривая, соответствующая данной параметризации, приведены на рис.1.

Спектр нуклонов в нуклон-нуклонном рассеянии носит скейлинговый характер

$$f(p_{||}, p_{\perp}, s) = f\left(\frac{p_{||}}{\sqrt{s}}, p_{\perp}\right), \quad (3)$$

т.е. зависит от отношения  $X$  продольного импульса вторичного и первичного нуклона в С.Ц.М.

В спектре имеются пики вблизи  $|X| = 1$ , обусловленные дифракционной диссоциацией, и гладкая часть, обусловленная недифракционными процессами. Пики хорошо описываются выражением

$$f(x) = G_{PPP} \frac{1}{1 - |x|}, \quad (4)$$

где  $G_{PPP}$  — так называемая трехмерная вершина.

Полное сечение дифракционной диссоциации одного из нуклонов в области, где для другого нуклона  $|X| \geq 0,9$ , также может быть описана в виде [2]:

$$\sigma^D = \sigma^R + \sigma^P = \sigma^R + g_P Y. \quad (5)$$

Выбер  $|X| = 0,9$  в качестве границы условен. При больших  $|X|$  невозможно на практике отделить дифракционные и недифракционные события.

В рамках трехреджеонного формализма  $\sigma^P = g_p Y$  соответствует трехпомеронному вкладу. И экспериментально, и из теоретических подгонок [2] -  $\sigma^R < 1 \text{ мб}$ , т.е.  $\sigma^D \approx g_p Y$  при сверхвысоких энергиях.

Гладкая часть спектра нуклонов обусловлена недифракционным неупругим взаимодействием и примерно постоянна в области  $0,3 < |X| < 0,9$ . При  $|X| \rightarrow 1$  эта часть спектра должна спадать до нуля, но в дальнейшем мы пренебрегаем этим краевым эффектом.

Множественность рождаемых нуклон-антинуклонных пар мала при энергии  $E < 10^3 \text{ ГэВ}$  ( $\langle n \rangle \bar{N} \approx 0,2$ ) [5] и их спектр сосредоточен вблизи  $X \approx 0$ .

Окончательно полное сечение неупругого нуклон-нуклонного рассеяния будет

$$\sigma_{in} = \sigma_0 (1 + g_{in} Y) = \sigma_{ND} + 2\sigma_D. \quad (6)$$

Так как  $\sigma_D \approx g_p Y$ , то

$$\sigma_{in} = \sigma_0 [1 + (g_{ND} + 2g_p) Y], \quad (7)$$

где  $\sigma_0 g_D = g_p$   $g_D \leq g_{in}$ .

Поскольку такое описание справедливо при  $g_D Y < 1$ , то мы ограничимся интервалом энергии  $E < 10^5 \text{ ГэВ}$ . В этом же интервале при  $0 \leq 2g_p \leq g_{in}$  не нарушается следующее из унитарности соотношение  $2\sigma_D \leq \frac{1}{2} \sigma_{tot} - \sigma_{el}$  [6].

Так как в дальнейшем нас интересует спектр быстрых нуклонов, в  $L$  системе, введем переменную  $u = \frac{E'}{E}$ , равную отношению энергий нуклона до и после соударения и связанную с  $X$  соотношением  $X = u (1 - \frac{u_0^2}{u^2})$ , где  $u_0^2 = \frac{m}{2E}$ .

Дифракционная диссоциация нуклона дает вклад в гладкий спектр, поэтому сечение рассеяния можно разделить на две части  $\sigma^{in} = \sigma^M + \sigma^D$ . В  $\sigma^M$  входят те события где лидирующий нуклон имеет  $\langle u \rangle \approx \frac{1}{2}$  а  $\sigma^D \sim \langle u \rangle \sim 1$ .

Окончательно свойства дифракционной и недифракционной компонент в такой упрощенной модели приведены в таблице.

Используя вышеописанные теоретические модели, методом Монте-Карло моделировалось прохождение частиц высоких энергий через атмосферу до уровня наблюдения.

Блок-схема алгоритма моделирования приведена на рис.2.

Процесс прохождения частицы через атмосферу прослеживается до уровня наблюдения и энергии, не меньше пороговой. Набор статистического материала продолжается до тех пор, пока точность расчета удовлетворит критерию сравнения с экспериментом (точность результатов Монте-Карло должна превосходить точность экспериментальных данных).

Первичный интегральный спектр ядерно-активных частиц имеет степенной вид [7,8]

$$I(E) \sim E^{-(\gamma_0 - 1)} \quad (8) \text{ и } \gamma_0 \approx 2,7 \text{ в}$$

области  $10 < E < 10^3$  Гэв. В области  $E \geq 2 \cdot 10^3$  Гэв возможен излом спектра с  $\Delta\gamma \approx 0,6 \pm 0,07$ .

В интервале энергий  $10 < E < 10^2$  Гэв первичный спектр имеет изотопный состав  $N_Z / \rho \approx 0,1$ , а ядра с  $Z > 2$  составляют примесь  $\sim 10^{-2}$  [9], но имеют более пологий спектр, особенно ядра группы железа ( $22 < Z < 28$ ) для которых  $\gamma \sim 2,1$ . Если этот наклон сохранится при более высоких энергиях  $E \geq 10^4$  Гэв, то это приведет к существенной доле тяжелых ядер в спектре. Для уменьшения влияния неопределенностей в первичном спектре ограничимся диапазоном энергии  $10^2 < E < 10^4$  Гэв, считая дифференциальный спектр сте-

пенным  $J(0, E) \approx J_0 e^{-\delta_0}$  и состоящим из нуклонов с интенсивностью, увеличенной в 1,4 раза.

Энергетический спектр нуклонов был получен из экспериментального спектра адронов [4,10,11,12], на глубине  $700 \text{ г/см}^2$ , используя мировые данные, собранные нами до 1976 г., отношения  $N_H/N_N$  (см. рис.3), приведенные к одной и той же высоте при разных энергиях, в интервале  $10^{10} < E < 10^{13}$  эв.

На рис.4 приведены интегральные спектры нуклонов для крайних значений отношения  $N_P/N_N$  с учетом ошибок, а также расчетные кривые при значениях  $g_D = 0$ ,  $g_D = \frac{1}{4} g_{in}$  и  $g_D = g_{in}$ .

Из рис.3 видно, что интегральные спектры на глубине  $700 \text{ г/см}^2$  при разных  $g_D$  отличаются друг от друга на величину, превышающую экспериментальную неопределенность. Наилучшее согласие с экспериментом получилось при значении  $g_D = \frac{1}{4} g_{in}$ .

На рис.5 приведены дифференциальные спектры нуклонов, рассчитанные для разных глубин атмосферы (200, 700, 1030)  $\text{г/см}^2$  при значении  $g_D = \frac{1}{4} g_{in}$  и экспериментальные данные.

Согласие расчетных данных с экспериментом говорит о том, что выбранная нами двухкомпонентная модель с соответствующими коэффициентами  $g_D = \frac{1}{4} g_{in}$  хорошо описывает прохождение нуклонов через атмосферу.

На рис.6 приведено распределение по числу соударений до глубины  $700 \text{ г/см}^2$  и аппроксимирующее распределение Пуассона. Видно, что  $\langle n \rangle \approx 4$  при  $E \geq 10^2 \text{ Гэв}$  и  $\langle n \rangle \approx 5$  при  $E \geq 10^3 \text{ Гэв}$ .

Авторы благодарны В.В.Авакяну, Э.А.Мамиджянц и С.Г.Матиняну за стимулирование работы и полезные обсуждения.

Таблица

	Недифракционные ND	Дифракционные D
$\zeta$	$\zeta_0 [1 + (g_{in} - g_D) \gamma]$	$\zeta_0 g_D \gamma$
$\frac{dW}{du}$	$\frac{1 + (g_{in} - g_D) \gamma}{1 + g_{in} \gamma} \approx 1 - g_0 \gamma$	$\frac{g_D}{(1 + g_{in} \gamma)} \frac{1}{1 - u} \approx \frac{g_D}{1 - u}$
W	$1 - g_0 \gamma$	$g_D \gamma$
$\langle u \rangle$	$\frac{1}{2}$	$1 - \frac{1}{\gamma}$

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Полное сечение взаимодействия нуклонов с углеродом:  $\circ$  - измерения на ИСЗ [17],  $\bullet$  - [18],  $\times$  - [19]. Кривая 1 соответствует формуле (2), кривая 2 тоже при  $g_{in} = 0,05$ .
- Рис.2 Блок-схема алгоритма расчета методом Монте-Карло.
- Рис.3 Мировые данные по  $N_H/N_Z$  пересчитанные на высоту 700 гсм<sup>2</sup>.
- Рис.4 Интегральный энергетический спектр нуклонов на высотах гор.  $X = 700$  гсм<sup>2</sup>. Данные взяты из работ [10,11,12] с поправкой на поток пионов. Пунктир - аппроксимация экспериментальных адронных точек [4]. Кривые 1,2,3 - расчетные при  $g_D/g_{in} = \frac{1}{2}; \frac{1}{4}$  и 0.
- Рис.5 Дифференциальные энергетические спектры нуклонов на различных глубинах: 1 -  $X=200$  г/см<sup>2</sup>, 2 -  $X = 700$  г/см<sup>2</sup>, 3 -  $X= 1030$  г/см<sup>2</sup>. Сплошные кривые 1,2,3 - расчетные при  $g_D/g_{in} = \frac{1}{4}$ .  $\circ, \bullet$  - спектры адронов из работ [13] и [14] соответственно;  $\nabla$  - спектр нейтронов [15], увеличенный по интенсивности в два раза,  $\Delta$  - спектр нуклонов, определенный из спектра  $\gamma$ -квантов [16] в предположении  $E_n = 3,5E_\gamma$  пунктир - аппроксимация экспериментальных адронных точек [4].
- Рис.6 Распределение по числу соударений до глубины 700 г/см<sup>2</sup>. Сплошная гистограмма и распределение Пуассона при  $E \geq 10^2$  Гэв, пунктир - при  $E \geq 10^3$

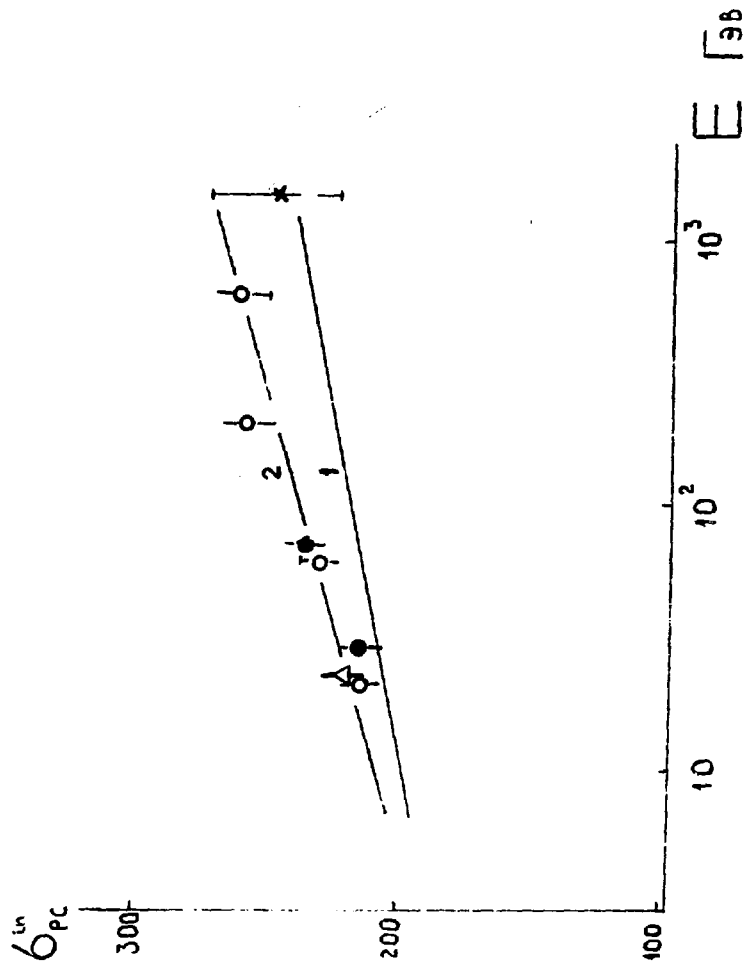
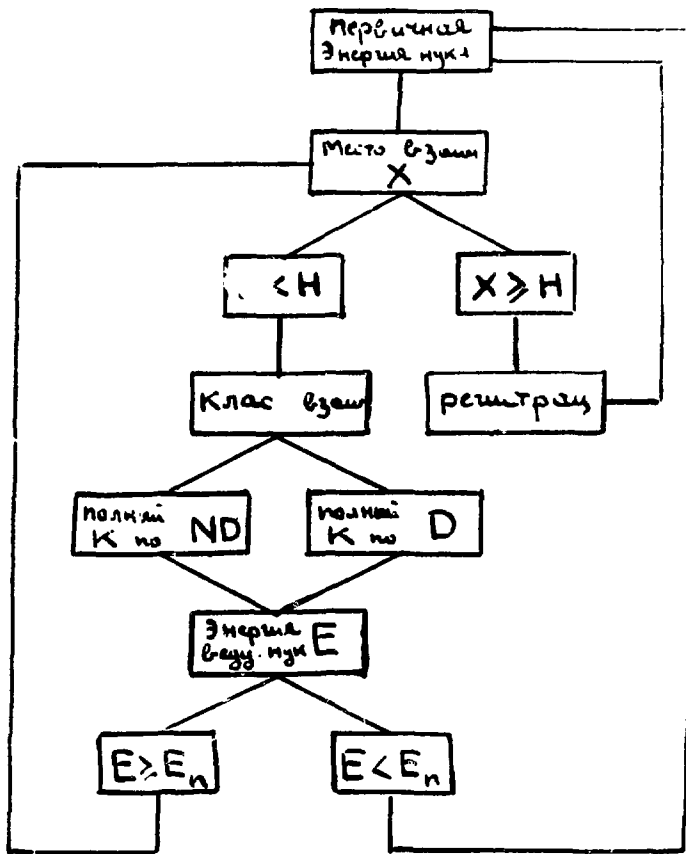


Рис.1



$H$  - уровень наблюд. ND - недифр. канал  
 $E_n$  - порог. энергия D - дифрак. канал  
 $K$  - коэфф. неуп.

Рис.2

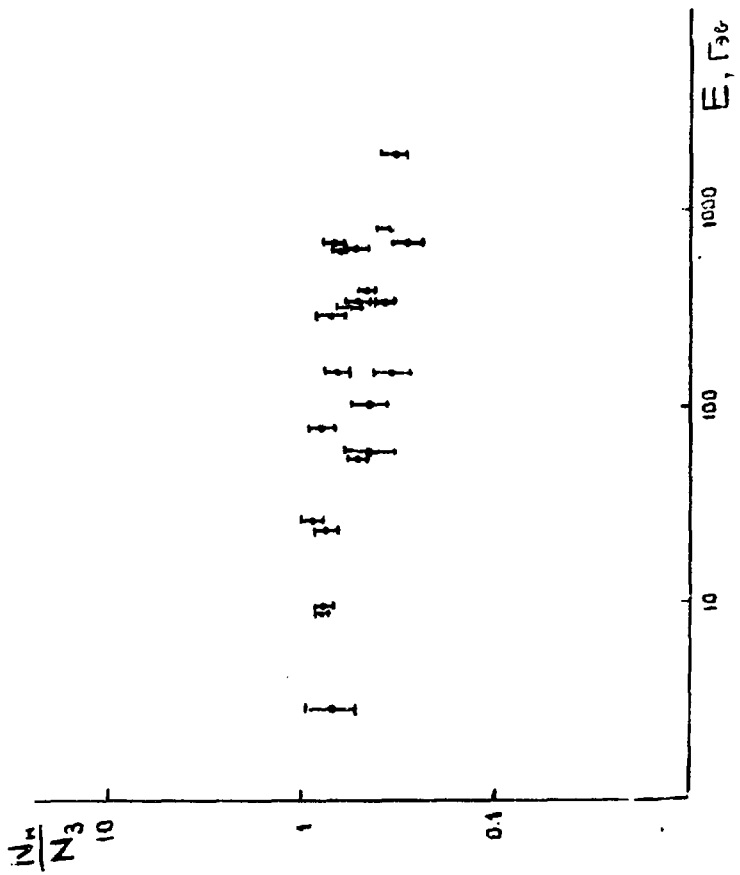


Рис. 3

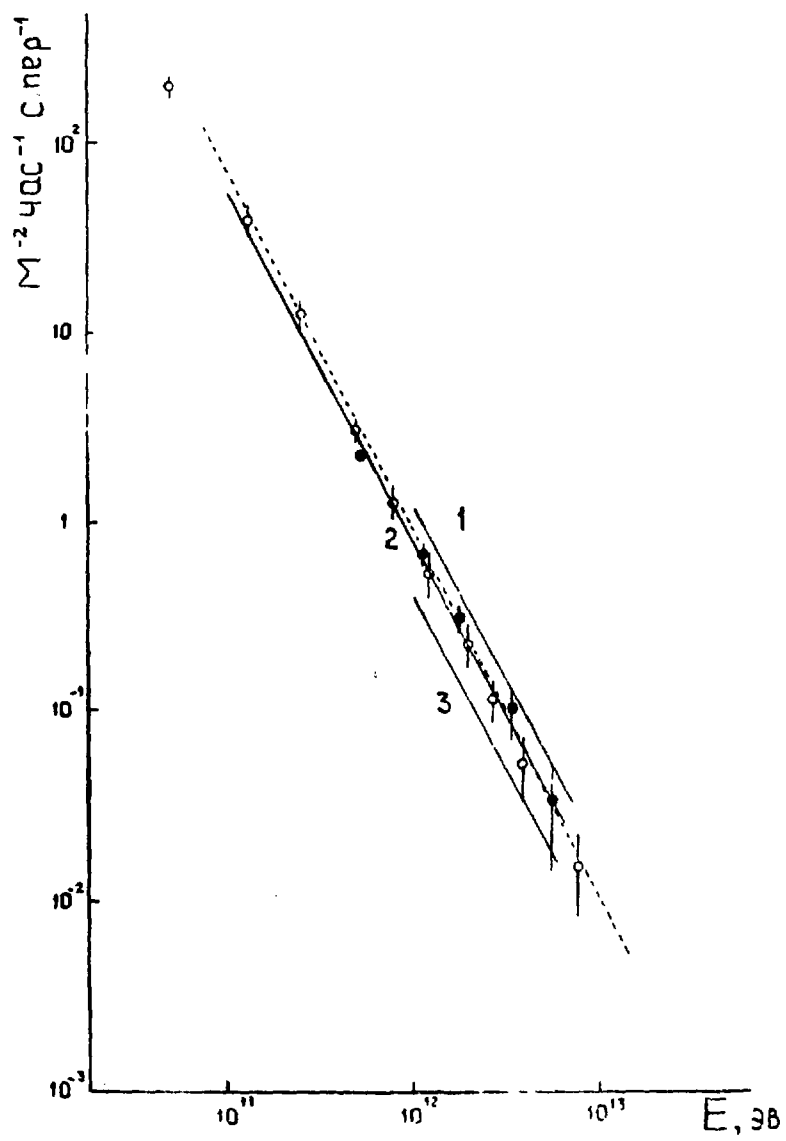


Рис.4

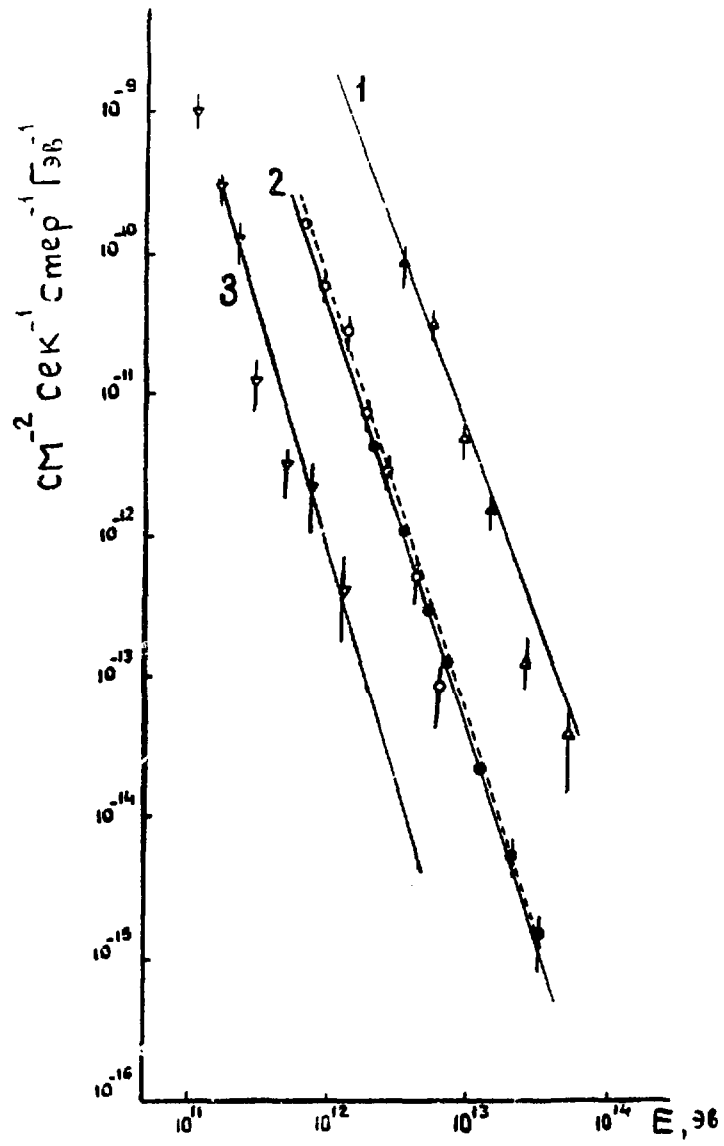


Рис.5

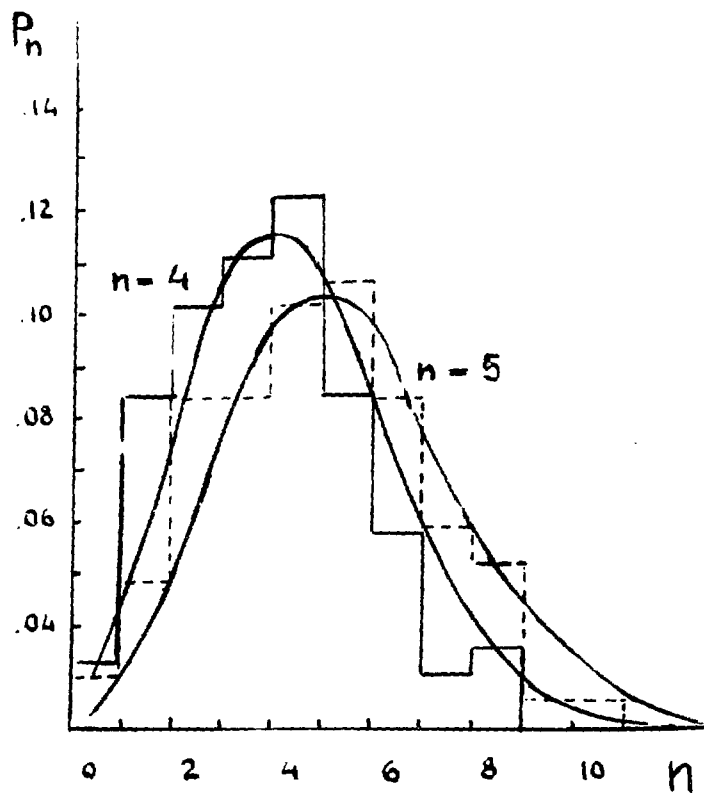


Рис.6

## ЛИТЕРАТУРА

1. H. Harari, E. Rabinovici. *Ann. Phys.* 25, 483, 1974.
2. А.Б.Кайдалов, Неупругие взаимодействия адронов при высоких энергиях элементарных частиц, Вторая школа ИТЭФ, Атомиздат, 531, Москва, 1975.
3. J. Whiteore. *Phys. Rep.* 10C, 273, 1974.  
F. Predozzi. *Rev. Nuovo Cimento*, 6, 217, 1976.
4. Э.А.Мамиджян, Докторская диссертация, Ереван, 1974.
5. A. Antinucci et al. *Lett. Nuovo Cimento*. 6, 121, 1973
6. J. Pupplin. *Phys. Rev.* D8, 2899, 1973.
7. K. Pinkau et al. *Acta Phys. Acad. Sci. Hung.* 29, Suppl. 3, 291, 1970.  
M. J. Ryan, J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam, *Phys. Rev. Lett.* 28, 925, 1972.
8. Н.Л.Григоров и др., *ЯФ*, 11, 1058, 1970.
9. M. J. Ryan, J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam. *Sci.* 180, 731, 1973.  
J. F. Ormes, V. K. Balasubrahmanyam. *Nature. Phys. Soc.* 241, 95, 1973.  
J. F. Arens, J. F. Ormes. *Phys. Rev.*, 12, 1920, 1975.
10. Н.Л.Григоров, И.Д.Рапопорт, В.Я.Шестоперов, Частицы высоких энергий в космических лучах, М, 1973.
11. И.Н.Ерофеева, Диссертация, НИИЯФ МГУ, 1971.
12. В.И.Яковлев, Диссертация, ФИАН, Москва, 1969.
13. И.Н.Ерофеева, Труды Всесоюзной конференции по космическим лучам, М, 1969, 1 вып., 1, стр. 92 Ташкент, 1968.

14. Х.П.Бабаян, Н.Г.Бояджян и др, Изв.АН СССР ,  
сер.физ. 31 , 1425, 1967 .
15. Ф.Аштон, Кинг Дж., Э.А.Мамиджян, Н.Л.Смит,  
Изв.АН СССР, сер.физ. 33, 1557, 1969.
16. А.В.Ананасенко, М.Н.Шербаков, Изв.АН СССР,  
сер.физ. 32, 372, 374, 1968
17. Н.Л.Григоров, В.Е.Нестеров, И.Д.Рапопорт и др.,  
ЯФ, 11, 814, 1970.
18. A. Ashmore, G. Cocconi, A. M. Diddens, A. M. Methirell  
Phys. Rev. Lett. 5, 576, 1960.
19. А.В.Алакоз, Л.Ф.Васильев и др. Изв.АН СССР,  
сер.физ. 35, 2069, 1971.

Рукопись поступила 10-го февраля 1977г.



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

Заказ 904

ВФ- 03226

Тираж 299

---

Подписано к печати 24/У-77г.      Формат издания 30х40

1,0 уч.изд.л. Ц. 7 к.

---

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

индекс 3624