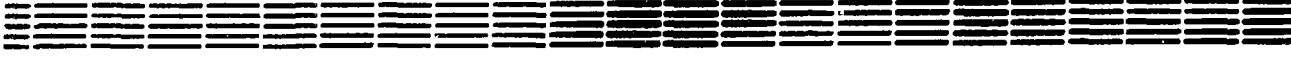


Препринт ЕФИ-1158(35)-89

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



С.Р.ГЕВОРКЯН, Г.Т.ТОРОСЯН

К ВОПРОСУ О СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Ս.Ռ.ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Հ.Տ.ԹՈՐՈՍՅԱՆ

ՄԻՋԻՆ ԲԱԶՄԱՔԱՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ ՀԱԴՐՈՆ-

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ՝ ԲԱՐՁՐ

ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՐՈՒՄ

Հաշվված է բարձր էներգիաների դեպքում հաղրոն-միջուկային փոխազդեցություններում միջին բազմաքանակությունը մի շարք հետևողական ոչ-առածական ըստումների ենթադրությամբ, որոնք առաջանում են առաջնորդող համակարգի միջուկի նուկլոններով: Տարրական գործողությունների նկարագրման ժամանակ օգտագործվում է երկու մեխանիզմների մոդելը /ԵՏԵ/, որը թույլ է տալիս, քնականաբար հաշվի առնել միջուկում փոխազդեցության գործընթացի տարածա-ժամանակային սպասերը: Այստեղ նկարագրում է վորժարարական տվյալները, և թույլ է տալիս ուսումնասիրել առածականության գործակցի ըաշխուժը հաղրոն-նուկլոնային իոնահարվածներում:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1989



Preprint YERPHI 1158(35)-89

S.R. GEVORKIAN, H.T. TOROSIAN

AN AVERAGE MULTIPLICITY IN HADRON-  
NUCLEAR INTERACTIONS AT HIGH ENERGIES

The average multiplicity in hadron-nuclear interactions at high energies was calculated in assumption of a number of successive inelastic collisions of the formal leading system with the nuclear nucleons. When describing elementary acts the model of two mechanisms was used which allowed to naturally take into account the space-time pattern of interaction in the nucleus. The model describes the experimental data and allows one to investigate the distribution of the elasticity coefficient in hadron-nucleon collisions.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1989

УДК 53:0001.1

С.Р.ГЕВОРКЯН, Г.Т.ТОРОСЯН

К ВОПРОСУ О СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ  
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ  
ЭНЕРГИЯХ

Рассчитана средняя множественность в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях в предположении ряда последовательных неупругих столкновений образованной лидирующей системы с нуклонами ядра. При описании элементарных актов используется модель двух механизмов (МДМ), что позволяет естественным образом учесть пространственно-временную картину протекания процесса взаимодействия в ядре. Схема описывает экспериментальные данные и позволяет исследовать распределение коэффициента упругости в адрон-нуклонных соударениях.

Ереванский физический институт

Ереван 1989

В начале 70-х годов после появления экспериментальных данных по множественному рождению при высоких энергиях в сотни гигаэлектронвольт обнаружилось, что средняя множественность адронов, образованных в адрон-ядерных соударениях оказалась значительно меньше предсказываемой стандартными каскадными моделями. Попытки объяснить это расхождение привели к пониманию того факта, что процессы множественного рождения на ядерных мишенях позволяют исследовать пространственно-временную структуру сильных взаимодействий и справедливость той или другой модели элементарного акта [1].

Одной из простых и наглядных моделей для описания процессов множественного рождения в адрон-нуклонных столкновениях является модель двух механизмов (МДМ) [2-4], позволяющая описывать экспериментальные данные в широком интервале энергий от ISR до энергий SPS - коллайдера. Параметры МДМ фиксируются при описании экспериментальных данных при энергиях ISR, описание же при более высоких энергиях таких характеристик, как распределение по множественности заряженных и нейтральных частиц, соответствующие средние множественности, корреляции между заря-

женными и нейтральными частицами и т.д., является беспараметрическим. В МДМ предполагается, что в системе центра масс сталкивающихся частиц возникают два лидирующих кластера с их квантовыми числами, из распада которых образуются адроны, заполняющие фрагментационные области. Основная же часть вторичных частиц образуется за счет распада разного сорта нейтральных многочастичных кластеров, рожденных в центральной области.

Таким образом, в МДМ заложена простая и наглядная пространственно-временная картина, которую можно использовать при расчетах множественности на ядерных мишенях.

Рассмотрим картину, в которой адрон высокой энергии  $h$ , взаимодействуя с ядром, претерпевает в нем ряд последовательных столкновений с нуклонами ядра, в результате которых образуется лидирующий кластер  $H$  с квантовыми числами налетающего адрона, фрагментирующий вне ядра.

Поскольку состав валентных кварков в лидирующей системе совпадает с их составом в налетающем адроне и энергетические потери при столкновениях невелики, разумно предполагать равенство полных сечений  $\sigma_{hN} = \sigma_{HN}$ .

В этих предположениях вычислим среднюю множественность заряженных частиц в пион-ядерных взаимодействиях.

I. Вероятность  $n$ -кратного соударения адрона высокой энергии с нуклонами ядра представляется в следующем виде [5]

$$W_n = \frac{N_n(\sigma)}{N(0, \sigma)}, \text{ где } N_n = \frac{1}{\sigma_n!} \int (\sigma T)^n e^{-\sigma T} d^2\beta - \text{ так называемые "эффективные нуклонные числа", } N(0, \sigma) = \sum N_n = \int \frac{1 - e^{-\sigma T}}{\sigma} d^2\beta$$

$$T(\beta) = \int \rho(\beta, z) dz - \text{ проекция одночастичной ядерной плотности } \rho(z) \text{ на плоскость прицельного параметра, } \sigma = \sigma_{in}^{hN} - \sigma_{sp}^{hN} -$$

речение неупругого недифракционного взаимодействия налетающего адрона с нуклоном. Мы использовали в расчетах фермиевское распределение ядерной плотности  $\rho(r) = \frac{\text{const}}{1 + \exp[\frac{r-R}{c}]}$ ,  $R = 1,06 A^{1/3}$ ,  $c = 0,545 \text{ фм}$ .

Среднюю множественность адронов в  $hA$  взаимодействии определим следующим образом

$$\bar{n}_{hA} = \sum_{n=1}^A W_n(\beta) \sum_{k=1}^n \bar{n}_{hN}(s_k), \quad (I)$$

где  $\bar{n}_{hN}(s_k)$  есть средняя множественность в  $k$ -ом элементарном акте при инвариантной энергии столкновения  $s_k$ . В МДМ эта величина для  $hN$  взаимодействия параметризуется в виде

$$\bar{n}_{hN} = 2\alpha(s) + 4\beta(s) + \delta - 2\alpha_{\pi}(s) - 2\alpha_N(s). \quad (2)$$

Здесь  $\alpha(s)$  и  $\beta(s)$  соответственно средние числа двухчастичных и четырехчастичных кластеров в центральной области (имеются ввиду числа заряженных частиц в кластере),  $\alpha_{\pi}$  и  $\alpha_N$  имеют смысл вероятности фрагментации лидирующей системы на не более, чем одну заряженную частицу,  $s$  - энергия столкновения в системе центра инерции.

Приведем энергетические зависимости входящих в (2) величин, найденных в МДМ при описании множественных характеристик адрон-адронных процессов при энергиях ISR [2]

$$\begin{aligned} \alpha(s) &= \alpha_1 \ln^2 s/s_0, & \alpha_1 &= 0,033 \\ & & \alpha_2 &= 0,016 \\ \beta(s) &= \alpha_2 \ln^2 s/s_0, & \alpha_3^{\pi} &= 0,561 \end{aligned}$$

$$\alpha(s) = \frac{1 + \alpha_3 \ln s/s_0}{1 + \ln s/s_0}, \quad \alpha_3^P = 0,718$$

$$s_0 = 1,16 \text{ (ГэВ}^2\text{)}$$

При суммировании в (I) необходимо учесть, что при каждом соударении лидирующая система теряет часть своей энергии:

$S_k = f_0 f_1 \dots f_{k-1} S$ , где  $f_0 = 1$  и  $f_i = \frac{S_i}{S_{i-1}}$ , коэффициент упругости при  $i$ -ом столкновении, показывающий какую часть начальной энергии сохраняет система  $N$ .

В общем случае нужно рассматривать распределение коэффициента упругости -  $P(f)$ ,  $P(f)df$  имеет смысл вероятности того, что доля энергии, сохранившаяся после очередного столкновения, находится в интервале  $[fS - (f + \delta f)S]$ .

С учетом сказанного выражение для средней множественности выглядит следующим образом:

$$\bar{n}_{hN} = \sum_{n=1}^A W_n \int \dots \int df_0 df_1 \dots df_{k-1} \delta(f_0 - 1) P_0(f_0) P_1(f_1) \dots P_{n-1}(f_{n-1}) \sum_{k=1}^n \bar{n}_{hN}(S_k),$$

$$S_k = f_0 f_1 \dots f_{k-1} S, \quad (3)$$

$$f_0 = 1,$$

где  $P_i(f_i)$  функция распределения коэффициента упругости при энергии, соответствующей  $i$ -му столкновению.

Поскольку энергетические потери лидирующей системы  $N$  невелики (среднее число соударений  $\bar{\nu} \sim 3-4$ ), в дальнейшем будем пренебрегать изменением распределения  $P(f)$  с энергией. Кроме того, так как столкновения не скоррелированы друг с другом, и предполагается равенство сечений взаимодействия с отдельными нуклонами, то интегрирования в (3) по  $f_i$  можно провести независимо.

Подставляя выражение (2) для средней множественности  $\bar{n}_{\text{нн}}$  в (3) и проведя суммирование с учетом того, что во всех, кроме последнего соударения лидирующей системы внутри ядра, в верхней вершине не происходит фрагментации, а рождение в центральной области и фрагментации нуклона ядра выбирается в соответствии с МДМ, для средней множественности пион-ядерного взаимодействия находим

$$\bar{n}_{\pi A} = \frac{A}{N(0,6)} \bar{n}_{\pi N}^c(s) - \frac{D}{N(0,6)} \delta [2\tilde{f} \ln s / s_0 - \tilde{f}^2] + \frac{\delta G}{N(0,6)} \tilde{f}^2 + \frac{A}{N(0,6)} \bar{n}_N^F(s) + \bar{n}_\pi^F(s). \quad (4)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $D = \frac{1}{2} \delta \int \Gamma^2(\delta) d^2\delta$ ,  $G = \frac{\delta^2}{3} \int \Gamma^3(\delta) d^2\delta$ ,  $\bar{n}^c$  и  $\bar{n}^F$  обозначают соответственно центральную и фрагментационную части средней множественности пион-нуклонного взаимодействия;  $\delta \approx 2\alpha_1 + 4\alpha_2 \approx 0,13$ .  $\tilde{f}$  и  $\tilde{f}^2$  следующим образом связаны с распределением коэффициента упругости

$$\begin{aligned} \tilde{f} &= \int_0^1 |\ln f| P(f) df, \\ \tilde{f}^2 &= \int_0^1 \ln^2 f P(f) df. \end{aligned} \quad (5)$$

Для получения численных оценок средней множественности необходимо знание распределения коэффициента упругости  $P(f)$ . В литературе часто берется самый простой случай, когда доля потерянной энергии одинакова при всех столкновениях [6], т.е.  $P(f) = \delta(f - f_0)$ . Как будет видно из дальнейшего, вид функции  $P(f)$  мало влияет на конечный результат, хотя при наличии достаточно точных экспериментальных данных представляется возможным все же выбрать лучший вариант.

2. Наряду с неупругими взаимодействиями, рассмотренными выше, определенный вклад в среднюю множественность могут давать процессы когерентного образования на ядре системы  $H$ . Для оценки их вклада воспользуемся тем, что сечение когерентного рождения системы  $H$ , обладающей массой  $M$ , дается следующим выражением [7]

$$\frac{d\sigma}{dM^2} = 4\pi \frac{d\sigma}{dt dM^2} \int |F(\beta, \Delta)|^2 e^{-\sigma_T(\beta)} d^2\beta. \quad (6)$$

Здесь  $\frac{d\sigma}{dt dM^2}$  - сечение дифракционной диссоциации в элементарном акте при нулевом поперечном переданном импульсе. функция  $F(\beta, \Delta)$  выражается через функцию распределения ядерной плотности

$$F(\beta, \Delta) = \int \rho(\beta, z) e^{-i\Delta z} dz \quad (7)$$

$$\Delta = \frac{M^2 - m_\pi^2}{2E} = \frac{M^2 - m_\pi^2}{s} m_p = (1-x) m_p,$$

$x$  - фейнмановская переменная.

Воспользуемся здесь для простоты гауссовой формой распределения для  $\rho(\beta, z)$ .

$$\rho(\beta, z) = \frac{A}{\sqrt{\pi R^2} \pi R^2} e^{-\frac{z^2}{R^2} - \frac{\beta^2}{R^2}}. \quad (8)$$

Для сечения дифракционной диссоциации на нулевой угол используем функцию, хорошо описывающую экспериментальные данные в рассматриваемой области энергии [8]

$$\frac{d\sigma}{dt dM^2} = 0.34 \frac{m\beta}{\Gamma\beta^4} \theta(x-x_0) + \left[ \frac{2.5}{1-x} + 100(1-x) \right] \frac{m\beta}{\Gamma\beta^4} \theta(x_0-x). \quad (9)$$

$$\chi_0 = 1 - \frac{3.98}{S}$$

Средняя множественность в когерентном рождении представляется следующей формулой

$$\bar{n}^{\text{ког}} = \frac{1}{\sigma_{\text{ког}}} \int_{0.85}^{1 - \frac{3m_{\pi}^2}{S}} \bar{n}_{\text{SD}}(\pi_P \rightarrow \chi_P) \frac{d\sigma}{dx} dx . \quad (10)$$

Здесь  $\sigma_{\text{ког}}$  - полное сечение когерентного взаимодействия. Нижний предел интегрирования в (10) обусловлен экспериментальными оценками минимального значения  $\chi$ , при котором происходит дифракционная диссоциация [9], а в верхнем пределе учтен факт, что в процессах дифракционной диссоциации масса возбужденной системы должна быть не меньше трех масс пиона:

$$M \geq 3m_{\pi} .$$

При расчетах использовалась параметризация  $\pi_{\text{SD}}(M^2) \approx 2M^{1/2} \approx 2\left(\frac{S}{S_0}\right)^{1/4} (1-x)^{1/4}$ ,  $S_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ , которая хорошо описывает экспериментальные данные по процессам дифракционной диссоциации на нуклоне при высоких энергиях.

3. Таким образом, среднюю множественность в адрон-ядерном взаимодействии можно представить в следующем виде

$$\bar{n}_{\text{яя}}^{\text{tot}} = \frac{\sigma_{\text{in}} - \sigma_{\text{ког}}}{\sigma_{\text{in}}} \bar{n}_{\text{яя}} + \frac{\sigma_{\text{ког}}}{\sigma_{\text{in}}} \pi_{\text{яя}}^{\text{ког}} . \quad (11)$$

Расчеты проводились с использованием трех видов распределения коэффициента упругости  $P(f)$ , которые часто встречаются в литературе [10]

$$1. P_1(f) = \alpha + \beta\delta(1-f) \quad \alpha = 0,84; \quad \beta = 0,16; \quad \bar{f} = 0,48; \\ \tilde{f} = 0,84; \quad \tilde{\tilde{f}} = 1,68.$$

$$2. P_2(f) = \alpha f^2(1-f) + \beta\delta(1-f) \quad \alpha = 10,1; \quad \beta = 0,16; \\ \bar{f} = 0,63; \quad \tilde{f} = 0,55; \quad \tilde{\tilde{f}} = 0,48.$$

$$3. P_3(f) = \alpha f^5(1-f) + \beta\delta(1-f) \quad \alpha = 35,38; \quad \beta = 0,16; \\ \bar{f} = 0,77; \quad \tilde{f} = 0,29; \quad \tilde{\tilde{f}} = 0,14.$$

(12)

На рисунках и в таблицах приведены результаты расчетов выражения  $R = \frac{R_{\text{изл}}}{R_{\text{изл}}}$  для различных ядер (C, Al, Si, Ag, Pb) с использованием выражений (11), (12). Как следует из табл. I и 2, эта величина слабо чувствительна к выбору вида  $P(f)$  функции распределения  $P(f)$ . Однако, как показывает сравнение с имеющимися экспериментальными данными [11], можно все же отдать предпочтение случаю с  $P(f) = P_3(f)$ , ввиду чего далее приводятся расчеты с использованием  $P_3(f)$ .

Как видно из рисунков, предлагаемая схема удовлетворительно описывает экспериментальные данные.

На рис. 2 приведены наши предсказания для энергий  $P_L = 250$  ГэВ/с и в ТэВ-ной области, экспериментальные данные, при которых следует ожидать в ближайшее время (НЯ 22, АНИ).

Таким образом, использование МДМ при описании элементарных актов соударения адрона с нуклонами ядра позволяет естественным

образом учесть пространственно-временную картину фрагментации как лидирующей системы, так и нуклонов ядра, участвующих во взаимодействии. При этом удастся избежать завышения величины средней множественности на ядрах в отличие от многих других моделей [1]. С появлением новых экспериментальных данных предлагаемая схема позволит уточнить вид функции распределения коэффициента упругости в адрон-нуклонных соударениях.

Авторы благодарят Г.Р.Гулканяна и А.Н.Сисаяна за интерес к работе и полезные обсуждения.

Таблица 1

 $\pi^+ \text{A}$ ,  $P_L = 100 \text{ ГэВ/с}$ 

A	$P(f) = P_1(f)$		$P(f) = P_2(f)$		$P(f) = P_3(f)$	
	$\bar{n}_{\pi A}$	R	$\bar{n}_{\pi A}$	R	$\bar{n}_{\pi A}$	R
C	8,31	1,25	8,31	1,25	8,49	1,27
Ar	9,15	1,37	9,15	1,37	9,43	1,41
Cu	10,16	1,52	10,12	1,52	10,57	1,59
Ag	11,47	1,72	11,38	1,71	12,05	1,81
Pb	12,58	1,89	12,36	1,86	13,28	1,99

Таблица 2

 $\pi^+ \text{A}$ ,  $P_L = 250 \text{ ГэВ/с}$ 

A	$P(f) = P_1(f)$		$P(f) = P_2(f)$		$P(f) = P_3(f)$	
	$\bar{n}_{\pi A}$	R	$\bar{n}_{\pi A}$	R	$\bar{n}_{\pi A}$	R
C	10,27	1,25	10,36	1,26	10,57	1,29
Ar	11,32	1,38	11,41	1,39	11,75	1,43
Cu	12,66	1,54	12,72	1,55	13,27	1,61
Ag	14,32	1,74	14,14	1,72	15,06	1,83
Pb	16,01	1,95	15,70	1,91	16,81	2,04

П-А,  $P(f) = af^5 + 6\delta(1-f)$ .

Таблица 3

100 ГэВ/с		175 ГэВ/с		200 ГэВ/с		250 ГэВ/с	360 ГэВ/с	1000 ГэВ/с	2000 ГэВ/с
R <sub>мог.</sub>	R <sub>эсп.</sub>	R <sub>мог.</sub>	R <sub>эсп.</sub>	R <sub>мог.</sub>	R <sub>эсп.</sub>	R <sub>мог.</sub>	R <sub>мог.</sub>	R <sub>мог.</sub>	R <sub>мог.</sub>
2,28	1,26± 0,3	1,76	1,23± 0,4	1,26	1,15± 1,0	1,29	1,30	1,31	1,32
1,42		1,42	1,53	1,43		1,43	1,45	1,47	1,48
1,59	1,59± 0,3	1,60	1,55± 0,4	1,60	1,61± 0,8	1,62	1,64	1,67	1,70
1,82		1,83		1,84	1,76± 0,7	1,85	1,88	1,93	1,96
2,01	2,02± 0,2	2,03	2,02± 0,3	2,04	2,06± 0,6	2,06	2,09	2,15	2,19

$$\pi^+A, P(f) = af^b(1-f) + b\delta(1-f).$$

Таблица 4

100 ГэВ/с	200 ГэВ/с	250 ГэВ/с	1000ГэВ/с	2000ГэВ/с
$R_{\text{мог.}}$	$R_{\text{мог.}}$	$R_{\text{мог.}}$	$R_{\text{мог.}}$	$R_{\text{мог.}}$
1,27	1,28	1,28	1,29	1,31
1,41	1,42	1,43	1,44	1,48
1,59	1,60	1,61	1,64	1,69
1,81	1,83	1,84	1,89	1,95
1,99	2,03	2,04	2,11	2,18

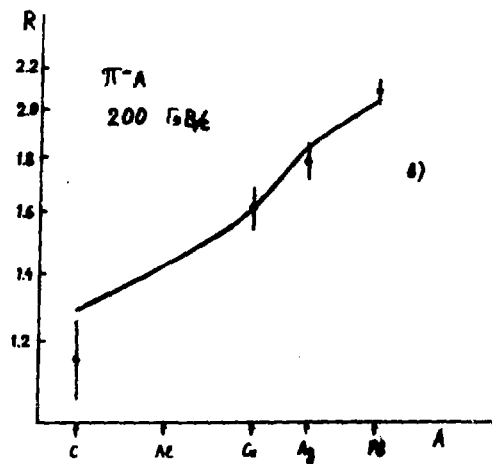
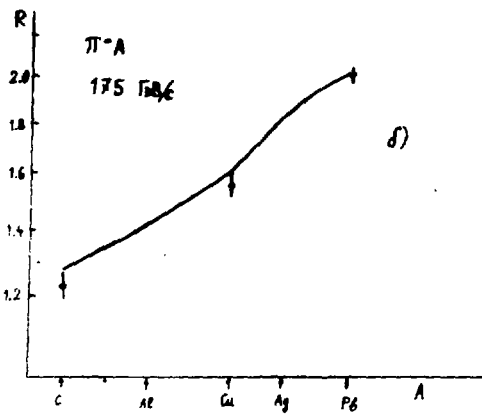
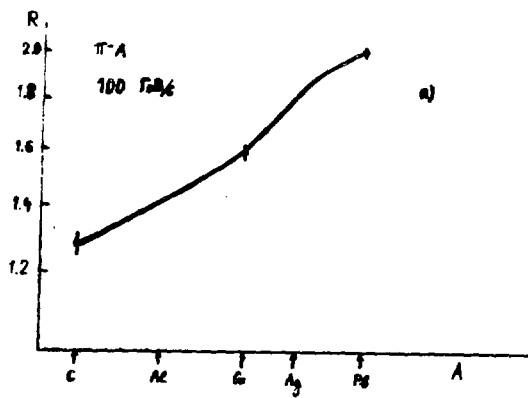


Рис. I а, б, в

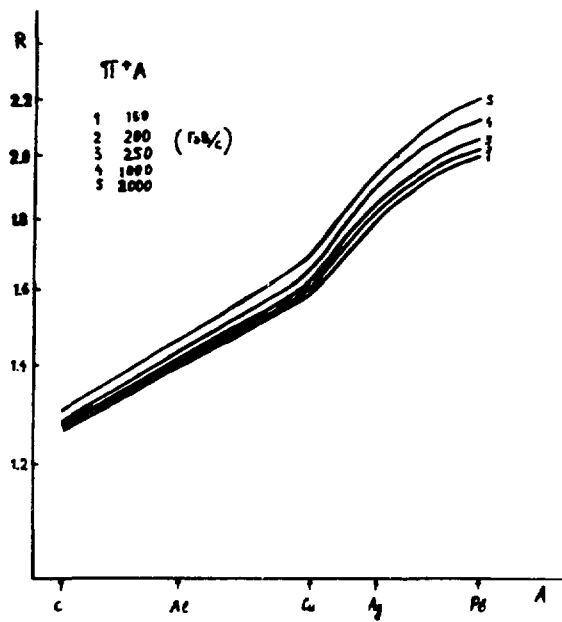


Рис.2

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Ядерная физика высоких энергий, Атомиздат, М.: 1980.
2. Мавродиев С.Щ., Митришкин В.К., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. Многокомпонентное описание энергетической зависимости множественных распределений при высоких энергиях. ЯФ, 1979, т.30, с.245.
3. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. Топологические сечения и корреляционные эффекты во взаимодействиях адронов высоких энергий, ОИЯИ Р2-12570, Дубна, 1979,
4. Торосян Г.Т. Описание корреляций заряженных и нейтральных частиц в множественных адрон-адронных процессах. ВМ-85I(2)-86, Ереван, 1986.
5. Glauber R., Mattias G. "High energy hadron-nucleus interactions. Nucl.Phys.1970, vol.B21, N.1
6. Алавердян Г.Б., Пак А.С., Тарасов А.В., Ужинский В.В., Цэрэн Ч. Средняя множественность вторичных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях. ЯФ, 1980. т.31, с.1342.
7. Николаев Н.Н. Неупругие поправки к дифракционному рассеянию частиц высокой энергии на ядрах. ЖЭТФ, 1981, т.81, вып.3, с.814.
8. Cool R.L., Goulianos K., Segler S.L., White S.N. Diffraction Dissociation of  $\pi^{\pm}$ ,  $K^{\pm}$ , and  $p^{\pm}$  at 100 and 200 GeV/c. Phys.Rev.Lett., 1981, vol.47, N.10, p.701.

9. Goulianos K. **Diffraction interactions of hadrons at high energies.** *Phys.Rep.*, 1983, vol.101, N.3.
10. Gevorkyan S.R., Gulkanyan G.R., Vartanyan V.A. **On the problem of multiplicity of particles in nucleon nucleus interactions in multiple scattering theory.** *Acta Phys. Pol.* 1982, vol.B13, N.6, p.459;  
Gevorkyan S.R., Gulkanyan G.R., Kotzinian Ar.M., Zhamkochyan V.M. **Inclusive Spectra of Hadrons in Collision of and Mesons with nuclei.** ЕЖИ-843(70)-85, Ереван, 1985.
11. Elias J.E. et al. **Experimental Study of Multiparticle Production in Hadron-Nucleus Interactions at High Energy.** *Phys.Rev.*, 1980, vol.D22, N.1, p.13.

Рукопись поступила 6 апреля 1989 г.

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

С.Р.ГЕВОРКЯН, Г.Т.ТОРОСЯН  
К ВОПРОСУ О СРЕДНЕЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В АПРОН-ЯДЕРНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Редактор Л.И.Мукалян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 23/VI-89г. ВФ-02171 Формат 60x84/16  
Офсетная печать. Уч.изд.л. 0,8 Тираж 299 экз.Ц.10 к.  
Зак.тип.№ 991 Индекс 3649

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, ул.Братьев Алиханян 2

**ИНДЕКС 3649**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

