

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-497(40)-81

В.А.ВАРТАНЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН,
Г.Р.ГУЛКАНЯН

К ВОПРОСУ О МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЧАСТИЦ В
НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ТЕОРИИ
МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

УДК.539.125

В.А.ВАРТАНЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН, Г.Р.ГУДКАНЯН

К ВОПРОСУ О МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЧАСТИЦ В НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В рамках теории многократного рассеяния получены выражения для среднего числа неупругих столкновений лидирующего адрона и средней множественности ливневых частиц $\langle N_s \rangle_{PA}$ в протон-ядерных взаимодействиях с учетом изменения типа лидирующего адрона (передачи свойства лидирования от нуклона пиону). Сравнение расчетов с экспериментальными данными показывает, что избыток множественности ливневых частиц в нуклон-ядерных столкновениях по сравнению с нуклон-нуклонными не может быть полностью обусловлен кратными неупругими столкновениями только налетающего нуклона, но обусловлен также и неупругими взаимодействиями вторичных частиц, по-видимому, в основном, соударениями лидирующего пиона.

Ереванский физический институт

Ереван 1981

S.R.GEVORKYAN, G.R.GULKANYAN, V.A.VARTANYAN

**ON THE PROBLEM OF MULTIPLICITY OF PARTICLES
IN NUCLEON-NUCLEUS INTERACTIONS
IN MULTIPLE SCATTERING THEORY**

In the framework of multiple scattering theory the expressions are obtained for the mean number of inelastic collisions of leading hadron and the mean multiplicity of shower particles $\langle N_s \rangle_{oA}$ in proton-nucleus interactions with consideration of the leading hadron type change (transfer of leading property from a nucleon to a pion). The comparison of calculations with experimental data shows that the multiplicity excess of shower particles in nucleon-nucleus collisions as compared with the nucleon-nucleon ones cannot be entirely due to multiple inelastic interactions of the incident nucleon only but is apparently also due to inelastic interactions of secondary particles, mainly the leading pion collisions.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БМ-497(40)-81

В.А.ВАРТАНЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН, Г.Р.ГУЖКАНЯН

К ВОПРОСУ О МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЧАСТИЦ В НУКЛЕОН-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ .

Ереван 1981

Во многих работах подчеркивалась важность изучения характеристик адрон-ядерных взаимодействий с точки зрения получения информации о динамике элементарного адрон-адронного столкновения. Развивающиеся в этом направлении теоретические подходы, однако, далеки от завершенности. В частности, отсутствуют более или менее строгие количественные предсказания о влиянии конечности пространственно-временного промежутка адронобразования на процесс множественного рождения частиц на ядерных мишенях. Для понимания того, какова роль пространственно-временной структуры формирования адронов в процессе кратких актов рождения частиц внутри ядра, нам представляется полезным развитие и уточнение предсказаний более традиционного подхода — теории многократного рассеяния (ТМР). Определение области применимости ТМР, степени соответствия её предсказаний экспериментальным данным позволит установить также те характеристики адрон-ядерных взаимодействий, где необходим учет пространственно-временной структуры адронобразования.

В работах [1], выполненных в последние годы, в рамках ТМФ удалось описать целый ряд экспериментальных характеристик адрон-ядерных взаимодействий. В частности, рассмотрение кратных неупругих столкновений налетающего адрона в ядре с учетом его энергетических потерь и флуктуаций последних приводит для средней множественности рожденных частиц к предсказаниям, близким к экспериментальным значениям. В указанных работах, однако, не рассматривались вторичные неупругие взаимодействия других частиц, в том числе - частицы, которой в одном из актов неупругого взаимодействия налетающего адрона передается свойство лидирования.

В настоящей работе в рамках ТМФ сделана попытка учесть для случая протон-ядерного взаимодействия вклад во множественность рожденных "ливневых" частиц многократных неупругих взаимодействий лидирующих адронов, по своему типу отличающихся от налетающего (протона). Во-первых, в инклюзивных процессах $pN \rightarrow N X^{inv}$ учтены переходы протона в лидирующий нейтрон, инклюзивные спектры которых заметно отличаются от таковых для лидирующего протона. Во-вторых, учтены процессы $NN \rightarrow \pi X^{inv}$ и последующее размножение лидирующего пиона в ядре.

Для проведения вычислений средней множественности ливневых частиц $\langle N_s \rangle_{pA}$ в pA - взаимодействиях с учетом указанных процессов необходима следующая информация об адрон-нуклонных неупругих взаимодействиях:

I. Инклюзивные спектры $\frac{d^2s}{dx}$ элементарных реакций $NN \rightarrow NX$, $NN \rightarrow \pi X$, $\pi N \rightarrow \pi X$ ($x = \frac{P_x}{P_n}$, где P_n - первичный импульс, $P_{||}$ - продольный импульс вторичной частицы).

Воспользовавшись экспериментальными данными по реакциям $pN \rightarrow pX$ и $pN \rightarrow nX$ (см. например [2]), мы получили следующую параметризацию для инклюзивного спектра (заинтегрированного по поперечной составляющей импульса) нуклона в системе центра инерции NN в области положительных $x^* = \frac{2p_x^*}{\sqrt{s}}$:

$$\frac{d\mathcal{B}}{dx^*} = [22 + 175(x^* - 0.45)^2] \theta(0.7 - x^*) + 30[1 + 10(x^* - 0.8)^2] \theta(x^* - 0.7) \quad (1)$$

Выражение (1), в пределах экспериментальных ошибок описывающее спектр нуклона в реакциях $pN \rightarrow Nx$, и удовлетворяет следующим правилам сумм:

$$\int_0^1 x^* \frac{d\mathcal{B}}{dx^*} dx^* = \mathcal{B}_{NN}^{in} (1 - K), \quad (2)$$

где $K = 0,5$ есть коэффициент неупругости, т.е. средняя доля начальной энергии, уходящая на рождение мезонов; и

$$\int_0^1 \frac{d\mathcal{B}}{dx^*} dx^* = \mathcal{B}_{NN}^{in}, \quad (3)$$

где пренебрегается рождением нуклон-антинуклонных пар.

Очевидно, что выражение (1) в силу изотопической инвариантности будет описывать также спектры реакций $nN \rightarrow Nx$.

Суммарный спектр для реакций $NN \rightarrow \pi^{\pm} X$ параметризовался согласно результатам работ [2] в виде

$$\frac{d\mathcal{B}^{NN \rightarrow \pi X}}{dx^*} = \frac{31.1}{\sqrt{x^{*2} + \langle x_{\perp}^2 \rangle}} (1 - x^*)^3 (2 - 2x^* + x^{*2}), \quad (4)$$

где $\langle x_{\perp}^2 \rangle = 2(m_{\pi}^2 + \langle p_{\perp}^2 \rangle) / S$, m_{π} - масса пиона,
 $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ - его средний поперечный импульс.

Наконец, суммарный спектр $\pi N \rightarrow \pi \frac{1}{2} X$ [2] параметризовался в виде:

$$\frac{d\sigma}{dx^*} = [25(1-x^*)^{1.8} + 23.5(1-x^*)^{2.8}] \frac{\theta(0.5-x^*)}{\sqrt{x^{*2} + x_{\perp}^2}} + \frac{4.8}{x^*} \theta(x^*-0.5) \quad (5)$$

Спектры (4) и (5) также удовлетворяют соответствующим правилам сумм, аналогичным (2) и (3).

В дальнейших расчетах мы будем предполагать, что спектры (1), (4), (5) имеют скейлинговый характер для всей области изменения энергии лидирующего адрона при его прохождении через ядро.

2. Инклюзивные спектры лидирующих адронов $(\frac{d\sigma}{dx})^{инк.}$, или, иными словами, вероятности $\eta(x)$ быть лидером адрона данного типа, уносящего долю X первичной энергии в данном элементарном акте.

Очевидно, что в области $0,5 < X < 1$ (в л.с.к.) $\eta(X) = 1$. Экспериментальные данные относительно функций $\eta(X)$ в области $X < 0,5$ отсутствуют. Однако очевидно, что при достаточно малых $X < X_{min}$ вероятность быть лидером пренебрежимо мала: $\eta(X) \approx 0$. В области $X_{min} < X < 0,5$ $\eta(X)$ является монотонно растущей функцией. В простейшем случае функцию $\eta(X)$ можно представить в следующем виде:

$$Z_{hN} = \begin{cases} 1 & \text{при } 0,5 < X < 1 \\ \left(\frac{X - X_{min}}{0,5 - X_{min}} \right)^{\beta_{hN}} & \text{при } X_{min} < X < 0,5 \\ 0 & \text{при } X < X_{min} \end{cases} \quad (6)$$

Абсолютное ограничение снизу на величину X для лидирующего адрона можно найти из условия, что его продольный импульс в с.ц.и. элементарного акта не может быть отрицательным; тогда в л.с.к. для лидирующего нуклона имеем $X > X_{min} = \frac{M}{\sqrt{S}}$, где M - масса нуклона. При импульсе налетающего нуклона, например $p = 100 \frac{\text{ГэВ}}{c}$, $X_{min} \approx 0,07$. При многократных столкновениях лидирующего нуклона в ядре его энергия уменьшается и, например, при $p = 20 \frac{\text{ГэВ}}{c}$, $X_{min} \approx 0,15$. Для простоты вычислений в дальнейшем мы будем принимать, что для всех актов столкновения, как в случае лидирования нуклона, так и пиона, $X_{min} \approx 0,1$. Более точная оценка X_{min} в настоящее время не представляется возможной. Отметим однако, что небольшие изменения в величине $X_{min} \sim 0,05 + 0,15$ практически (с точностью до нескольких процентов) не влияют на конечные результаты вычислений.

Параметр β_{NN} в (6) в случае NN -взаимодействия определяется из правила сумм, означающего, что среднее число лидирующих частиц (нуклона или пиона) равно единице:

$$\int_{X_{min}}^1 \frac{1}{Z_{NN}^{in}} \left(\frac{dZ}{dx} \right) dx = \int_{X_{min}}^1 \eta(x) \left[\frac{1}{Z_{NN}^{in}} \left(\frac{dZ}{dx} \right) + \frac{1}{Z_{NN}^{in}} \left(\frac{dZ}{dx} \right) \right] dx = 1 \quad (7)$$

Из (6), (7) и (1), (4) находим $\beta_{NN} = 0,88$.

В (7) сделано допущение, что вероятность данному адрону (нукло-

ну или пиону) быть лидером зависит только от переменной X и не зависит от его типа. Первое слагаемое в (7) означает среднюю вероятность нуклону сохранить свойство лидирования, второе слагаемое - среднюю вероятность пиону приобрести свойство лидирования в неупругих NN - взаимодействиях; их расчетные значения (с использованием (1) и (4)) равны, соответственно, 0,646 и 0,354, то есть вероятность пиону быть лидером в реакции $NN \rightarrow hX$ не мала. Непосредственная проверка этого предсказания в корреляционных экспериментах представляет определенный интерес.

В случае πN - взаимодействия параметр $\beta_{\pi N}$ в (6) определяется из правила сумм

$$\int_{X_{min}}^1 \frac{1}{\beta_{\pi N}^{in}} \left(\frac{d\beta}{dx} \right) dx = \int_{X_{min}}^1 \frac{1}{\beta_{\pi N}^{in}} \left(\frac{d\beta}{dx} \right) \eta_{\pi N}(x) dx = 1 \quad (8)$$

В (8) включены поправки, учитывающие передачу свойства лидирования нуклону в πN - взаимодействиях; иными словами, в данной работе не рассматривается процесс двукратного изменения типа лидирующей частицы $N^{лид} \rightarrow \pi^{лид} \rightarrow N^{лид}$, имеющий незначительную относительную вероятность, в основном по причине очень малой вероятности передачи свойства лидирования нуклону в πN - столкновениях [2].

Из (6), (8) и (5) находим $\beta_{\pi N} = 0,66$.

3. Энергетическая зависимость средней множественности заряженных частиц в элементарных адрон-нуклонных взаимодействиях $\langle n(E) \rangle_{AN}$.

В соответствии с экспериментальными данными в области энергий до нескольких сот ГэВ (см. например [3]) для упрощения расчетов использовалась следующая параметризация:

$$\begin{aligned} \text{для } pN \text{ - взаимодействий } \langle n(E) \rangle_{pN} &= C_p \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\alpha_p}, \\ \text{где } C_p &= 1,51, \quad E_0 = 1 \text{ ГэВ}, \quad \alpha_p = 0,323; \quad (9) \\ \text{для } \pi N \text{ - взаимодействий } \langle n(E) \rangle_{\pi N} &= C_\pi \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\alpha_\pi}, \\ \text{где } C_\pi &= 2,22, \quad E_0 = 1 \text{ ГэВ}, \quad \alpha_\pi = 0,25. \end{aligned}$$

Средняя множественность ливневых частиц, согласно [4] и в соответствии с выражением (I) настоящей работы, полагалась равной

$$\langle n_s(E) \rangle_{hN} = \langle n(E) \rangle_{hN} - 0,5, \quad (9a)$$

где 0,5 есть средняя множественность малоэнергичных заряженных адронов (обладающих скоростями $< 0,85 c$).

Сделанные в пунктах 1, 2, 3 приближения в значительной степени упрощают вычисления средней множественности ливневых частиц $\langle n_s \rangle_{pA}$ в протон-ядерных взаимодействиях. Для величины $\langle n_s \rangle_{pA}$ в рамках аппарата ТМР получено следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle n_s(E) \rangle_{pA} &= \langle n(E) \rangle_{pN} \frac{N(0, z_1)}{N(0, z_{NN}^{in})} + \langle n(E) \rangle_{\pi N} \frac{q_0}{1 - q_3} \quad (10) \\ &= \frac{[N(0, z_2) - N(z_2, z_3)]}{N(0, z_{NN}^{in})} - (\bar{\nu}' - 1) \langle n \rangle_{hN}^{зар. лив} - \bar{\nu}' \cdot 0,5, \end{aligned}$$

$$\text{где } z_1 = z_{NN}^{in}(1 - q_1), \quad z_2 = z_{NN}^{in}(1 - q_2), \quad z_3 = z_{\pi N}^{in}(1 - q_3)$$

$$\begin{aligned}
 q_1 &= \int_{x_{min}}^1 \frac{1}{\partial_{NN}^{in}} \left(\frac{d\bar{z}}{dx} \right)^{NN \rightarrow Nx} \eta_{NN}(x) x^{\alpha p} dx \\
 q_2 &= \int_{x_{min}}^1 \frac{1}{\partial_{NN}^{in}} \left(\frac{d\bar{z}}{dx} \right)^{NN \rightarrow Nx} \eta_{NN}(x) x^{\alpha \pi} dx \\
 q_3 &= \int_{x_{min}}^1 \frac{1}{\partial_{\pi N}^{in}} \left(\frac{d\bar{z}}{dx} \right)^{\pi N \rightarrow \pi x} \eta_{\pi N}(x) x^{\alpha \pi} dx \\
 q_4 &= \int_{x_{min}}^1 \frac{1}{\partial_{NN}^{in}} \left(\frac{d\bar{z}}{dx} \right)^{NN \rightarrow \pi x} \eta_{NN}(x) x^{\alpha \pi} dx \\
 N(\bar{z}_a, \bar{z}_b) &= \int \frac{e^{-\bar{z}_a T(\bar{b})} - e^{-\bar{z}_b T(\bar{b})}}{\bar{z}_b - \bar{z}_a} d^2 \bar{b}. \quad (I2)
 \end{aligned}
 \tag{II}$$

Первый и второй члены в (I0) означают, соответственно, средние числа заряженных частиц, рожденных нуклоном, сохранившим свойство лидирования, и пионом, который приобрел свойство лидирования. Третий член в (I0) введен для того, чтобы в среднюю множественность ливневых частиц не были бы включены промежуточные лидирующие заряженные адроны; $\langle n \rangle_{NN}^{зар. лив.}$ — есть доля заряженных среди лидирующих адронов, она слабо зависит от первичной энергии и приблизительно равна $\langle n \rangle_{NN}^{зар. лив.} \approx 0,7$ (см. например, [5]). Через $\bar{\nu}$ обозначено среднее число неупругих столкновений лидирующего адрона с учетом изменения его типа:

$$\bar{\nu} = \frac{A \partial_{NN}^{in}}{\partial_{pA}} + \frac{\partial_{pN}^{in} - \partial_{\pi N}^{in}}{\partial_{pA}^{prod}} N(0, \bar{z}') \quad (I3)$$

где $\bar{z}' = \partial_{pN}^{in} (1 - \bar{z})$, $\bar{z} = \int_{x_{min}}^1 \frac{1}{\partial_{NN}^{in}} \left(\frac{d\bar{z}}{dx} \right)^{NN \rightarrow Nx} \eta_{NN}(x) dx$,

$$\partial_{pA}^{prod} = \int (1 - e^{-\bar{z}_N^{in} T(\bar{b})}) d^2 \bar{b}$$

Отметим, что выражение (I3) переходит в общепринятое выражение для среднего числа неупругих столкновений налетающего нуклона

$$\bar{\nu} = \frac{A \sigma_{pN}^{in}}{\sigma_{pA}^{prod}} \quad , \quad (I4)$$

если положить $\sigma_{pN}^{in} = \sigma_{pN}^{in}$ или если принять, что нуклон не передает свойства лидирования пиону: $\bar{\nu} = 1$, (т.е. если не учитывать в правиле сумм (7) второй член). Отметим, что так как $\sigma_{pN}^{in} < \sigma_{NN}^{in}$, то $\bar{\nu}' < \bar{\nu}$. Сравнение значений $\bar{\nu}'$ и $\bar{\nu}$ для pA - взаимодействий приведено на рис. I. Последнее слагаемое в (I0) есть средняя множественность протонов отдачи, не принадлежащих к типу ливневых.

Эффективные числа $N(\sigma_a, \sigma_b)$, входящие в выражения (I0) и (I3) вычислялись с использованием фермиевского распределения для одночастичной ядерной плотности

$$\rho(z) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{z-R}{a}\right)} \quad , \quad \text{где} \quad R = 1.12 A^{1/2} \text{ fm} ,$$

$a = 0.545 \text{ fm}$, ρ_0 определяется из условия нормировки $\int \rho(z) dz = A$. $T(\bar{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz$ - проекция ядерной плотности на плоскость прицельного параметра. Неупругие сечения в NN и PN соударениях полагались равными $\sigma_{NN}^{in} = 31 \text{ мб.}$, $\sigma_{pN}^{in} = 20 \text{ мб.}$

Результаты вычисления по выражениям (9) и (I0) отношений средних множественностей ливневых частиц $R_A = \langle n_s(E) \rangle_{pA} / \langle n_s \rangle_{pp}$ в pA и pp - взаимодействиях при первичной энергии $E = 100 \text{ ГэВ}$ приведены в таблице (предпоследняя строка). В верхних же строках таблицы для сравнения приведены результаты

расчетов в более грубых приближениях: без учета энергетических потерь налетающего протона (первая строка); с учетом энергетических потерь, но без учета их флуктуаций (вторая строка); с учетом флуктуаций энергетических потерь, но с грубым приближением для инклюзивного спектра нуклона $\left(\frac{d^2}{dx}\right)^{NN \rightarrow NX} = const$ (третья строка); с более точным учетом инклюзивного спектра нуклона (выражение (I)), но без учета изменения типа лидирующего адрона (четвертая строка). В последнем случае расчетные значения R_D оказываются заметно ниже (особенно для тяжелых ядер) экспериментальных значений [4] при $E = 100$ ГэВ (последняя строка таблицы). Такое расхождение служит прямым указанием на то, что помимо налетающего нуклона заметный вклад во множественность ливневых частиц дают неупругие взаимодействия других адронов; можно ожидать, что среди них наибольший относительный вклад будут иметь неупругие взаимодействия лидирующего пиона, энергия которого в данном акте взаимодействия превышает энергии других частиц, в том числе "родительского" нуклона. В пятой строке таблицы наряду с вкладом в R_D лидирующего нуклона учтен также вклад пиона, которому передано свойство лидирования; необходимо подчеркнуть, что при этом не рассматриваются возможные неупругие столкновения нуклона, который уже не является лидером. Отметим, что отношение вкладов в R_D лидирующих пиона и нуклона (отношение второго и первого членов в (10)) тем больше, чем больше массовое число мишени A : при увеличении A от 12 до 208 оно растет от 0.08 до 0.33.

Приведенные в таблице расчетные и экспериментальные значения R_D для наглядности представлены на рис.2. Заметим, что наиболее точное из используемых приближений (кривая 5) все же

приводит к несколько заниженным по сравнению с экспериментом значениям R_A . Это означает, что некоторый вклад во множественность ливневых частиц дают также неупругие вторичные столкновения нелидирующих адронов в ядре.

В заключение сделаем небольшое резюме. Результаты данной работы показывают, что рост множественности ливневых частиц в нуклон-ядерном столкновении по сравнению с нуклон-нуклонным не может быть полностью обусловлен кратными неупругими столкновениями только налетающего нуклона, и возникает необходимость учета неупругих взаимодействий вторичных (вновь рожденных) частиц. Нами произведен частичный учет таких взаимодействий путем рассмотрения более общего случая распространения лидирующего адрона (в том числе — по своему типу отличающегося от налетающего) в ядре. При этом согласие теории с экспериментом заметно улучшается, однако все же экспериментальные значения R_A превышают расчетные; по-видимому это является указанием на необходимость учета неупругих взаимодействий других, нелидирующих вторичных частиц. Из-за недостатка экспериментальных данных нами в данной работе применены определенные приближения для инклюзивных спектров нуклонов и пионов и вероятностей их лидирования в адрон-нуклонных взаимодействиях, не рассмотрено прохождение через ядро нестабильных лидирующих адронов — барионных и мезонных резонансов. Более детальная и точная информация об инклюзивных и корреляционных характеристиках адрон-нуклонных взаимодействий позволит точнее оценить роль вторичных неупругих взаимодействий в множественном рождении частиц на ядре и, в конечном итоге, из сравнения с экспериментом установить область применимости традиционной теории многократных рассеяний, не содержащей параметров.

пространственно - временной структуры процесса адронобразования.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить А.П.Гаряку, А.А. Григоряна и С.Г.Матвиюна за интерес к работе и ценные замечания.

Таблица

Результаты вычисления $R_A = \langle n_s(E) \rangle_{PA} / \langle n_s \rangle_{PP}$
в различных приближениях.

	C^{12}	C_u^{64}	P_b^{208}
1. Без учета энергетических потерь	1,504	2,363	3,479
2. Без учета флуктуаций энергетических потерь	1,275	1,677	1,995
3. С учетом флуктуаций энергетических потерь, $\frac{dz}{dx} \stackrel{PN \rightarrow NX}{=} const$	1,221	1,510	1,679
4. С учетом флуктуаций энергетических потерь, $\frac{dz}{dx} \stackrel{PN \rightarrow NX}{\neq} const$ (выр.(I))	1,193	1,434	1,538
5. Учет изменения типа лидирующего адрона (выражение (10)).	1,256	1,637	1,964
6. $R_A^{экс.}$	$1,3 \pm 0,04$	$1,85 \pm 0,05$	$2,48 \pm 0,06$

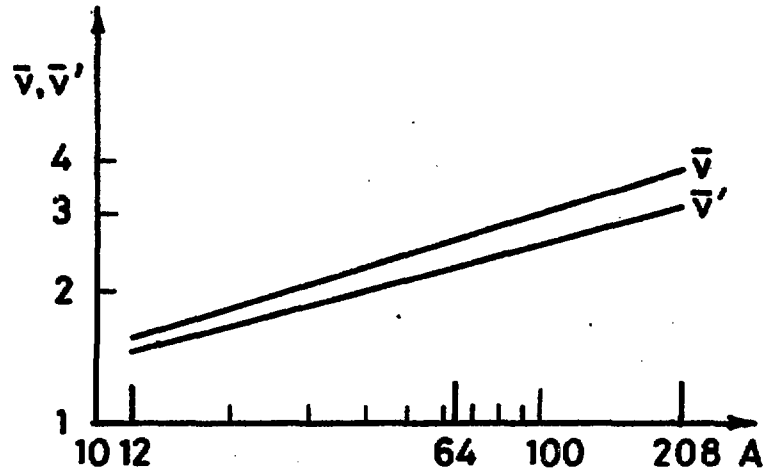


Рис. I

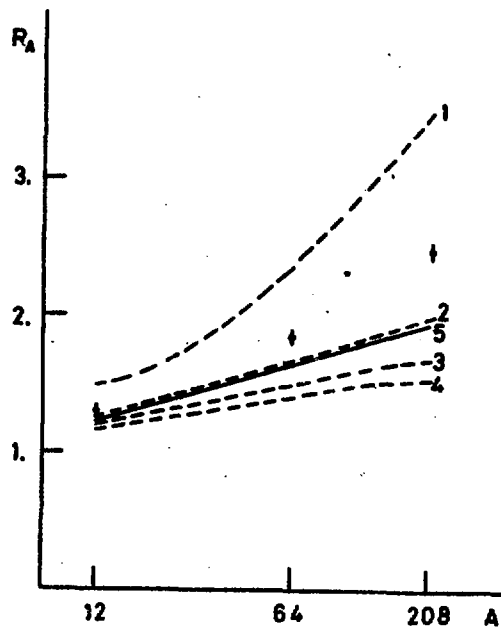


Рис. 2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алавердян Г.Б., Пак А.С., Ткасов А.В. и др. Средняя множественность вторичных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях. ЯФ, 1980, т. 31, с. 1342
Алавердян Г.Б., Омбоо З., Ужинский В.В., Церен Ч. Модель каскада лидирующего адрона: ядерный KNO-скейлинг. Препринт ОИЯИ P2-12697 1979, Дубна, 1979.
Алавердян Г.Б., Омбоо З., Пак А.С. и др. Модель каскада лидирующего адрона: одночастичные инклюзивные распределения. Препринт ОИЯИ P2 -12537 1979, Дубна, 1979
2. Grigoryan A.A. Inclusive sum rules and spectra of neutrons at the ISR. Preprint ITEP-112, 1975.
Flauger W., Monning F. Measurement of inclusive zero-angle neutron spectra at the CERN ISR.- Nucl. Phys. 1976, vol. B109, p. 347.
Eisenberg Y., Haber B., Hochman D. et al. Inclusive particle spectra in $p(\pi^+)n$ interactions at 195 GeV/c.- Nucl. Phys. 1979, vol. B154, p. 239.
3. Goldschmidt-Clermont Y. Inclusive reaction at conventional accelerators.- Acta Phys. Pol. 1973, vol. B4, p. 805.
Барашенков В.С., Славин И.В. Дифференциальные и интегральные характеристики π -мезонов в высокоэнергетических NN -столкновениях. Препринт ОИЯИ P2-80-694 1980, Дубна, 1980
Барашенков В.С., Славин И.В. Феноменологическая аппроксимация неупругих πN -взаимодействий в области высоких энергий. Препринт ОИЯИ P2-80-700 1980, Дубна, 1980
4. Elias J.B. et al.- Phys. Rev. 1980, vol. 22, p. 13
An experimental study of multiparticle production in nucleon-nucleus interactions at high energy. Fermilab-Pub-79/47 7185-178
5. Nikolaev N.N., Zoller V.R. Restatterings in the multiple production on deuterons.- Phys. Lett. 1977, vol. 70B, p. 99.

Рукопись поступила 16-го мая 1981 г.



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

Заказ 522

ВФ-10946

Тираж 299

Препринт ВФ⁷

Формат издания 60 x 84/16.

Подписано к печати 2/Х-81г. I уч. изд. л. Ц. 7 к.

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

индекс 3624