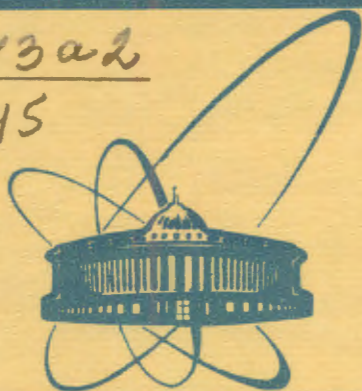


СЗУЗал

A-45



сообщения  
Объединенного  
Института  
Ядерных  
Исследований  
Дубна

4896/2-79

3/12-79  
P2 - 12536

Г.Б.Алавердян, З.Омбоо, А.С.Пак, В.В.Ужинский,  
Ч.Цэрэн

МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ КАСКАДА  
ЛИДИРУЮЩЕГО АДРОНА

1979

P2 - 12536

Г.Б.Алавердян,<sup>1</sup> З.Омбоо, А.С.Пак,<sup>2</sup> В.В.Ужинский,<sup>3</sup>  
Ч.Цэрэн

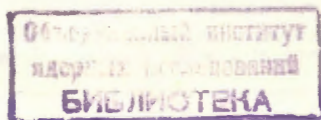
МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ КАСКАДА  
ЛИДИРУЮЩЕГО АДРОНА

---

<sup>1</sup> Ереванский государственный университет

<sup>2</sup> Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

<sup>3</sup> Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент



## Модификация модели каскада лидирующего адрона

Предлагается модификация модели каскада лидирующей частицы без учета взаимодействия вторичных частиц, которая позволяет удовлетворительно описать эмульсионные данные по средним множественностям и распределениям ливневых частиц. Расчеты показывают, что данная модификация достаточно правильно отражает общие черты процесса множественного рождения частиц в протон-ядерных взаимодействиях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

## Modification of a Cascade Model for a Leading Hadron

A modification of the cascade model for a leading particle is proposed. It neglects the interaction of secondaries and permits to describe satisfactorily the emulsion data on mean multiplicity and on distributions of shower particles. The calculations show that the modification presented reflects well main features of the multiparticle process in proton-nuclear interactions.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В 1973 году К.Готтфрид<sup>/1/</sup>, анализируя модель каскада лидирующего адрона, пришел к выводу о том, что она не может объяснить относительно малую множественность частиц, рождающихся в процессах адрон-ядерного взаимодействия при высоких энергиях. С тех пор произошли большие изменения как в объеме и качестве экспериментального материала, так и в нашем понимании процесса множественного рождения.

Не останавливаясь на подробной характеристике экспериментальных данных и существующих модельных представлений, которые можно найти в ряде обзоров, например в<sup>/2-4/</sup>, отметим наиболее интересные, на наш взгляд, результаты<sup>/5,8/</sup>, говорящие о большой А-зависимости инклюзивных спектров вторичных частиц. Этот феномен получил объяснение в рамках модели многократных столкновений<sup>/7,8/</sup>, предполагающей каскадирование налетающего адрона. Обобщению ее для целей описания инклюзивных характеристик и множественного распределения вторичных частиц посвящена настоящая и последующие публикации. Поскольку исходные, основные предположения совпадают с рассмотренными К.Готтфридом, мы начнем с тщательного анализа работы<sup>/1/</sup>.

Сформулируем основные положения модели каскада лидирующего адрона<sup>/1/</sup>:

1. Налетающая частица, например, протон, в процессе соударения с ядром, испытывает серию последовательных неупругих столкновений с внутриядерными нуклонами, а рожденные частицы покидают ядро, не взаимодействуя.

2. Предполагается, что реакции лидирующего адрона с внутриядерными нуклонами ничем не отличаются от реакций на свободных нуклонах. При этом считается, что в NN-взаимодействиях самая быстрая, лидирующая частица /сохранившийся адрон/ уносит постоянную долю первоначальной энергии  $x = E/E_0$ .



а средняя множественность вторичных частиц ( $\bar{n}$ ) логарифмически зависит от энергии столкновения в системе центра масс ( $\sqrt{s}$ ).

$$\bar{n}(E_0) = a + b \ln s. \quad /1/$$

Исходя из этих положений в работе<sup>/1/</sup> было показано, что величина  $R_A$ , т.е. отношение средней множественности ливневых частиц ( $\bar{n}_s$ ), рожденных в рА-взаимодействиях, к средней множественности заряженных частиц ( $\bar{n}_{ch}$ ), рожденных в NN-взаимодействиях, значительно отличается от экспериментальных значений. В расчетах ядро аппроксимировалось однородной сферой, что повлекло увеличение среднего числа неупругих соударений  $\sqrt{\nu}_{12C} = 2,2$  и  $\sqrt{\nu}_{Em} = 3,2$ <sup>/1/</sup>. Использование же реалистического распределения ядерного вещества, саксон-вудсовского, приводит к уменьшению  $\sqrt{\nu}$  и величины  $R_A$   $\sqrt{\nu}_{12C} = 1,58$ ,  $\sqrt{\nu}_{Em} = 2,6$ . Таким образом, неправильный выбор ядерной плотности является одной из причин вышеуказанного расхождения. Вторая причина связана с неучетом флуктуаций потерь энергии лидирующим адроном. Учтем их, следуя работам<sup>/7,8/</sup>.

Если в рр-взаимодействиях выполняется фейнмановский скейлинг по энергии<sup>/9/</sup>, т.е. структурная функция  $f(x, \vec{p}_\perp)$ , описывающая распределение по поперечному импульсу  $\vec{p}_\perp$  и доле энергии  $x = E/E_0$  лидирующего адрона, не зависит от первоначальной энергии  $E_0$ .

$$f(x, \vec{p}_\perp) = \frac{E}{\sigma} \frac{d^3 \sigma}{dp^3}, \quad /2/$$

то структурная функция протона после  $\nu$ -кратного столкновения, согласно работам<sup>/7,8/</sup>, дается выражением:

$$F_\nu(x, \vec{p}_\perp) = x \int f(x_1, \vec{p}_{\perp 1}) \times \dots \times f(x_\nu, \vec{p}_{\perp \nu}) \times \delta(\vec{p}_\perp - \sum_{i=1}^{\nu} \vec{p}_{\perp i}) \delta(x - \prod_{i=1}^{\nu} x_i) \frac{dx_1}{x_1} \times \dots \times \frac{dx_\nu}{x_\nu} d^2 p_{\perp 1} \dots d^2 p_{\perp \nu}. \quad /3/$$

Если распределение по множественности заряженных частиц, рождающихся в ассоциации с лидирующим адроном в NN-столкновениях, представляется некоторой функцией  $P_n(E_0, x, \vec{p}_\perp)$ , то,

согласно положению I, распределение по множественности частиц, рождающихся в  $\nu$ -кратном соударении, описывается функцией

$$P_n^\nu = \sum_{\substack{n_1, \dots, n_\nu \\ n_1 + \dots + n_\nu = n}} \int f(x_1, \vec{p}_{\perp 1}) P_{n_1}(E_0, x_1, \vec{p}_{\perp 1}) \times \dots \times f(x_\nu, \vec{p}_{\perp \nu}) \times P_{n_\nu}(x_1 \times \dots \times x_{\nu-1} E_0, x_\nu, \vec{p}_{\perp \nu}) \frac{dx_1}{x_1} \dots \frac{dx_\nu}{x_\nu} d^2 p_{\perp 1} \dots d^2 p_{\perp \nu}.$$

Находя среднюю множественность вторичных частиц ( $\bar{n}_\nu$ ), имеем\*:

$$\bar{n}_\nu = \bar{n}(E_0) + \sum_{i=1}^{\nu-1} \int F_i'(x) \bar{n}(xE_0) \frac{dx}{x}. \quad /5/$$

Если пренебречь флуктуациями потерь энергии, то выражение /5/ приобретает вид<sup>/1/</sup>

$$\bar{n}_\nu = \bar{n}(E_0) + \bar{n}(\bar{x}E_0) + \bar{n}(\bar{x}^2 E_0) + \dots + \bar{n}(\bar{x}^{\nu-1} E_0). \quad /5'/$$

Предположим теперь равномерное распределение по  $x$  в NN-взаимодействиях  $\bar{x} = 1/2$ . Тогда из /5/ получим, что в первом соударении рождается в среднем  $\bar{n}(E_0)$ -частиц, во втором - примерно  $\bar{n}(E_0/e)$ , в третьем -  $\bar{n}(E_0/e^2)$  и т.д., а не  $\bar{n}(E_0)$ ,  $\bar{n}(E_0/2)$ ,  $\bar{n}(E_0/4)$  и т.д., как следует из формулы /5' / /e-основание натурального логарифма/. Значит, с учетом флуктуаций потерь энергии лидирующей частицей  $\bar{n}_\nu$  меньше, чем это дается /5' /, что, в свою очередь, приводит к уменьшению величины  $R_A$ . Таким образом, в работе<sup>/1/</sup>, в которой четко сформулированы основные предположения, получен неверный результат, из-за неправильного выбора вида ядерной плотности и неучета флуктуаций потерь энергии. Устранение этих неточностей позволяет достичь удовлетворительного описания экспериментальных данных. Подтвердим это утверждение численными расчетами.

\* Структурные функции, проинтегрированные по поперечному импульсу, обозначаются через  $f(x)$  и  $F_\nu(x)$ .

Выберем следующую параметризацию структурной функции /8/

$$f(x, \vec{p}_{\perp}) = x \frac{B^2}{2\pi} e^{-B p_{\perp}^2}, \quad B = 4.58 \quad /6/$$

$$F_{\nu}(x, \vec{p}_{\perp}) = x \frac{[\ln 1/x]^{\nu-1}}{(\nu-1)!} \frac{B^2}{2\pi} \left(\frac{B p_{\perp}}{2}\right)^{\frac{3}{2}\nu-1} K_{\frac{3}{2}\nu-1}(B p_{\perp}), \quad /7/$$

тогда

$$F_{\nu}(x) = x \frac{[\ln 1/x]^{\nu-1}}{(\nu-1)!}, \quad /8/$$

где  $K_{\ell}$  - функция Макдональда. Для  $\bar{n}(E_0)$ , казалось бы, достаточно взять данные по  $pp$ -взаимодействиям, однако необходимо учесть, что наше рассмотрение справедливо только для рожденных частиц, в число которых не включен лидирующий адрон. Кроме того, при анализе  $pA$ -взаимодействий производится разделение всех вторичных частиц по их ионизирующей способности, выделяются  $s$ - и  $g$ -частицы. Протоны отдачи в большинстве случаев попадают в  $g$ -частицы и не дают вклада в среднюю множественность ливневых частиц. Поэтому из  $pp$ -данных нужно исключить как лидирующие протоны, так и протоны отдачи. По оценкам работы /10/, средняя множественность протонов в  $pp$ -столкновениях примерно равна 1,41. Если предполагать, что в протон-нейтронных взаимодействиях средняя множественность заряженных частиц существенно не отличается от средней множественности в  $pp$ -взаимодействиях, а множественность протонов в два раза меньше, то в среднем в  $PN$ -столкновениях наблюдается один протон. Для определенности возьмем эту величину, равную  $0,9^{114}$ . Тогда

$$\bar{n}(E_0) = \bar{n}_{ch}^{pp}(E_0) - 0.9 = (\bar{n}_{ch}^{pp}(E_0) - 2) + 1.1.$$

Здесь  $\bar{n}_{ch}^{pp}(E_0)$  дается какой-либо из функций, перечисленных в приложении. Учитывая вышесказанное и вводя вероятности неупругих соударений  $W_{\nu}$ , найдем среднюю множественность ливневых частиц, рождающихся в  $pA$ -взаимодействиях.

$$\begin{aligned} \bar{n}_s &= \bar{n}_{лид.} + \sum_{\nu=1} W_{\nu} \bar{n}_{\nu} = \\ &= \bar{n}_{лид.} + (\bar{n}_{ch}^{pp}(E_0) - 2) + \sum_{i=1} (1 - \sum_{j=1}^i W_j) \int_{x_L}^1 F_i(x) \times \end{aligned}$$

$$\times (\bar{n}_{ch}^{pp}(x E_0) - 2) \frac{dx}{x} + 1.1 \bar{\nu}, \quad /10/$$

$x_L$  в /10/ определяется из условия  $\bar{n}_{ch}^{pp}(x_L E_0) = 2$ , а

$$W_{\nu} = N_{\nu}(A, \sigma) / \sum_{i=1} N_i(A, \sigma)$$

$$\bar{\nu} = \sum_{\nu=1} \nu W_{\nu},$$

$N_{\nu}(A, \sigma)$  - эффективные числа /12/

$$N_{\nu}(A, \sigma) = \frac{1}{\sigma} \int d^2b \frac{[\sigma T(\vec{b})]^{\nu}}{\nu!} e^{-\sigma T(\vec{b})}, \quad \sigma = 30 \text{ mb}. \quad /11/$$

$T(\vec{b})$  - так называемая функция толщины ядра, связанная с плотностью распределения ядерной материи  $\rho_A(r)$ , следующим образом:

$$T(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\sqrt{b^2 + z^2}) dz$$

$$\rho_A(r) = \frac{\text{const}}{1 + e^{\frac{r-R}{c}}}$$

$$R = 1.12 A^{1/3} \text{ fm}, \quad c = 0.545 \text{ fm}$$

$$\text{const} = \frac{3A}{4\pi R(n^2 + \pi^2 c^2)}$$

$n_{лид}$  - среднее число лидирующих протонов в  $pA$ -столкновениях, которое можно определить, исходя из следующих рассуждений. Если в  $pN$ -взаимодействиях с вероятностью  $p = 2/3$ , лидирующая частица будет протоном, то после  $\nu$  неупругих соударений с вероятностью  $\xi_{\nu}^p$  - будет наблюдаться протон, а с вероятностью  $\xi_{\nu}^n$  - нейтрон.  $\xi_{\nu}^p$  и  $\xi_{\nu}^n$  связаны уравнениями

$$\xi_{\nu}^p = p \xi_{\nu-1}^p + (1-p) \xi_{\nu-1}^n, \quad \xi_1^p = p$$

$$\xi_{\nu}^n = (1-p) \xi_{\nu-1}^p + p \xi_{\nu-1}^n, \quad \xi_1^n = 1-p \quad /12/$$



Решая систему /12/, имеем

$$\xi_{\nu}^p = \sum_{i=1}^{[\nu/2]} \binom{\nu}{2i} p^{\nu-2i} (1-p)^{2i}$$

$$\xi_{\nu}^n = \sum_{i=1}^{[(\nu+1)/2]} \binom{\nu}{2i-1} p^{\nu-2i+1} (1-p)^{2i-1} \quad /13/$$

Усредняя  $\xi_{\nu}^p$  по различным вероятностям соударений, получим, что  $\bar{n}_{\text{лид.}} = 0,5$ . Таким образом, определены все величины, входящие в соотношение /10/, и можно вычислить  $\bar{n}_s$ , используя какую-либо параметризацию  $\bar{n}_{\text{ch}}^{\text{pp}}(E_0)$  из приложения.

Расчеты показали, что в основном все приемлемые параметризации позволяют достичь согласия с эмульсионными данными в области энергий  $20 \leq E_0 \leq 1000$  ГэВ. Различия наблюдаются при  $E_0 < 20$  ГэВ и вызваны разным поведением  $\bar{n}_{\text{ch}}^{\text{pp}}(E_0)$  при малых энергиях. Только параметризации П1+П4 описывают данные в широкой области энергий /рис. 1-4/, за исключением области  $E_0 > 1000$  ГэВ, где экспериментальная ситуация достаточно неопределенна. В расчетах мы полагали, что в P+Em-взаимодействиях 26,6% составляют взаимодействия с ядрами CNO и 73,4% с ядрами AgBr<sup>13/</sup>, хотя некоторые данные были получены с использованием эмульсии другого состава<sup>14/</sup>. Чтобы избавиться от неопределенности в составе эмульсии, на рис. 5, 6 проведено сравнение экспериментальных данных с расчетами средней множественности частиц во взаимодействиях протонов с группами ядер AgBr и CNO. Как видно, имеется небольшое расхождение расчетов с данными по группе AgBr. Для улучшения согласия, по-видимому, необходимо включить каким-либо образом незначительное каскадирование вторичных частиц, однако не исключена возможность, что другой вид функции  $f(x, \vec{p}_{\perp})$  позволит устранить расхождение.

В общем можно заключить, что модель каскада лидирующего адрона с учетом флуктуации потерь энергии и учетом среднего числа протонов в pp-взаимодействиях не приводит к катастрофическому расхождению с эмульсионными данными по средней множественности ливневых частиц и не предсказывает большого роста  $R_A = \bar{n}_s / \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{pp}}(E_0)$  /рис. 7/.

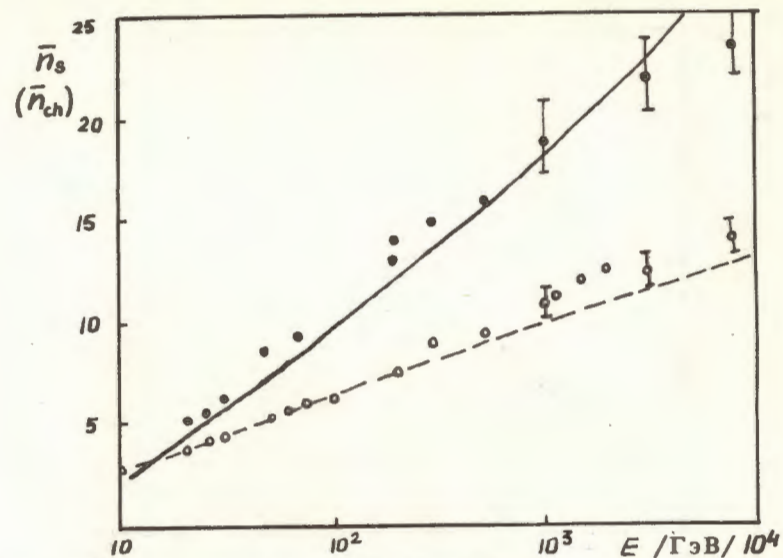


Рис.1. Зависимость  $\bar{n}_s$  и  $\bar{n}_{\text{ch}}^{\text{pp}}$  от энергии налетающего протона. Черные точки - эмульсионные данные, светлые - данные для pp-взаимодействий. Экспериментальные значения взяты из работ<sup>13,14,16/</sup>. Сплошная кривая - расчет по формуле /10/ с использованием параметризации П1. Описание  $\bar{n}_{\text{ch}}^{\text{pp}}(E_0)$  этой параметризации представлено пунктирной кривой.

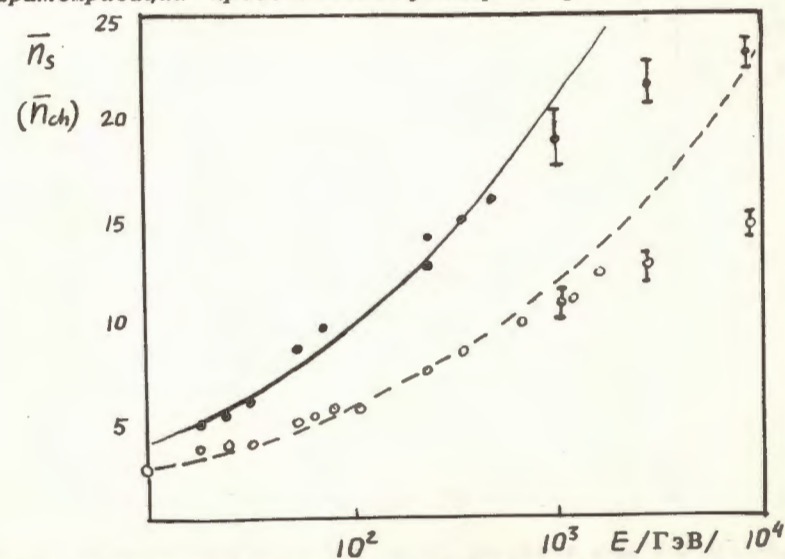


Рис.2. То же, что и на рис. 1, но с использованием в расчетах параметризации П2.

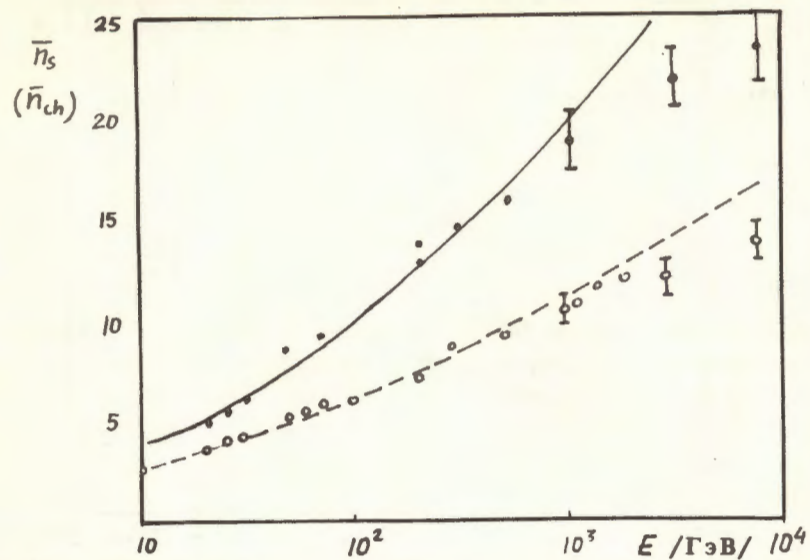


Рис.3. То же, что и на рис. 1, но с использованием в расчетах параметризации П3.

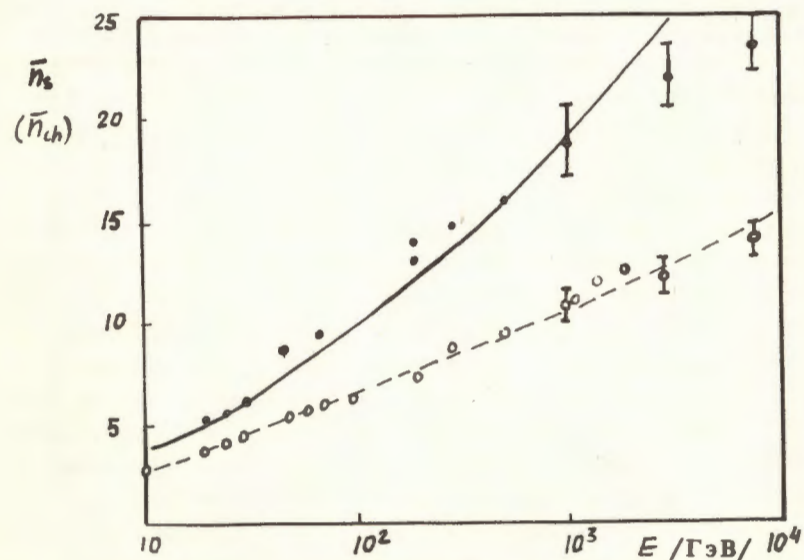


Рис.4. То же, что и на рис. 1, но с использованием в расчетах параметризации П4.

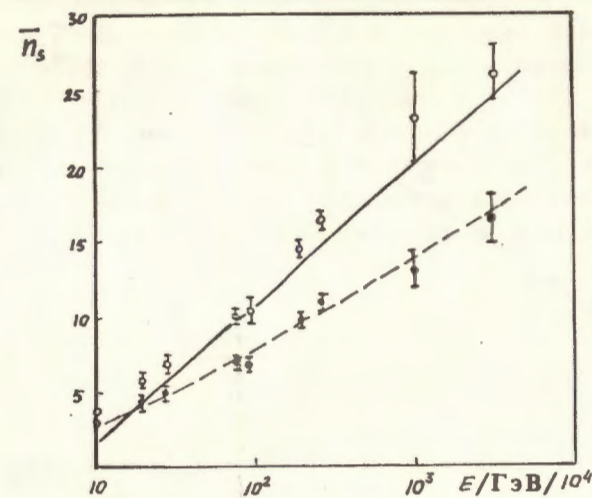


Рис.5. Сравнение экспериментальных данных работ <sup>15,16/</sup> по множественности ливневых частиц и расчетов по формуле /10/ для взаимодействий с группами ядер AgBr /светлые точки и сплошная кривая/ и CNO /черные точки и пунктирная кривая/. В расчетах была использована параметризация П1.

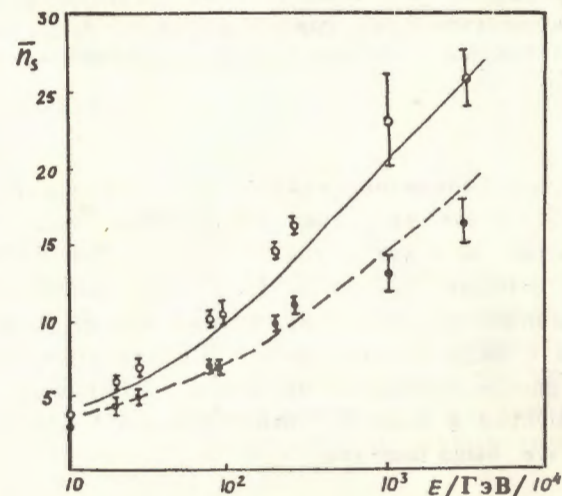


Рис.6. То же, что и на предыдущем рисунке, но расчет с использованием параметризации П4.



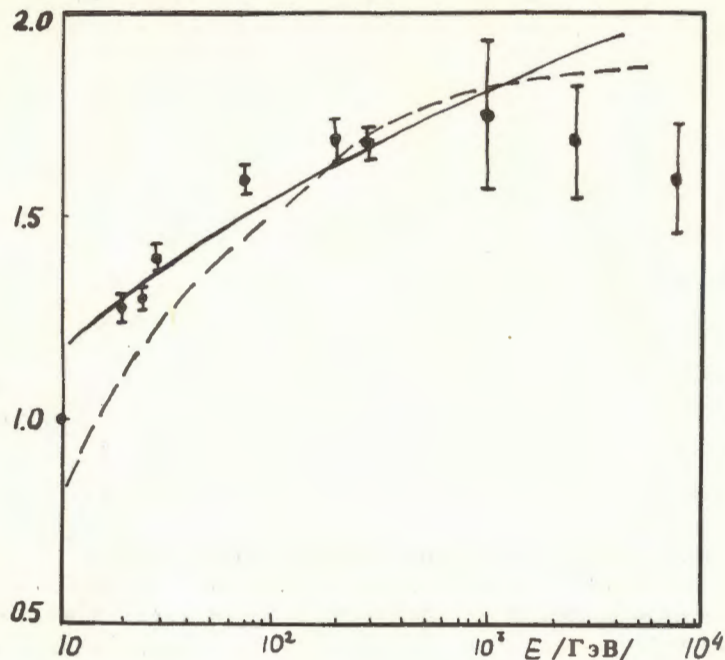


Рис.7. Зависимость  $R_A = \bar{n}_s / \bar{n}_{ch}^{pp}$  от энергии налетающего адрона. Экспериментальные данные работ /14,16,17/. Сплошная и пунктирная кривые - расчет с использованием параметризации П1, П4.

Покажем, что удовлетворительное описание экспериментальных данных возможно не только для средней множественности ливневых частиц, но и для их распределений. Для этого конкретизируем вид функции  $P_n(E_0, x, \vec{p}_\perp)$ , представляющей распределение по множественности заряженных частиц, рождающихся в ассоциации с лидирующим адроном. Недавно было установлено, что эти распределения подчиняются автомодельному поведению /18-23/, которое в работе /23/ было названо "частным" КНО-скейлингом, т.е. было показано, что

$$\bar{n}(\eta) \frac{d\sigma_n/d\eta}{d\sigma/d\eta} = \Psi'(z), \quad z = \frac{n}{\bar{n}(\eta)}, \quad /14/$$

где  $\bar{n}(\eta)$  - средняя множественность частиц, рожденных в ассоциации с выделенной частицей, имеющей фиксированное значение какой-либо кинематической переменной  $\eta / \vec{p}_\perp$ ,  $u$  - быстроты,  $M_x^2$  - квадрат рожденной массы/.

Возьмем в качестве  $\eta$  переменную  $x$ , что эквивалентно выбору  $M_x^2$ , так как при высоких энергиях  $M_x^2 \approx s(1-x)$ . Тогда условие совместности выполнения КНО-скейлинга /24/ и "частного" КНО-скейлинга приводит к следующей связи функций  $\Psi'$  и  $\Psi$  /25,26/

$$\Psi\left(\frac{n}{\bar{n}(E_0)}\right) = \int_0^1 f(x) \frac{\bar{n}(E_0)}{\bar{n}(E_0, x)} \Psi'\left(\frac{n}{\bar{n}(E_0, x)}\right). \quad /15/$$

Если выбрать  $\Psi^*$  в виде /27-29/

$$\Psi(z) = \frac{\pi}{2} z e^{-\frac{\pi}{4} z^2}, \quad /16/$$

а для  $\bar{n}(E_0, x)$  взять зависимость типа,

$$\bar{n}(E_0, x) = \bar{n}(E_0)(1+a)(1-x)^a, \quad a \approx 0,33 \quad /17/$$

то /15/ позволяет восстановить вид  $\Psi'$  /23/

$$\Psi'(z) = \frac{\pi}{2} (1+a)^2 z [(1-2a) + 2a \frac{\pi}{4} z^2 (1+a)^2] \times \exp[-\frac{\pi}{4} z^2 (1+a)^2]. \quad /18/$$

Тем самым определяется  $P_n(E_0, x)$  и, следовательно,  $P_n^V$  в выражении /4/. Усредняя  $P_n^V$  по различным кратностям соударений, можно найти распределение ливневых частиц в рА-взаимодействиях без учета лидирующего адрона. Поскольку многократные интегрирования в /4/ значительно усложняют расчеты, при вычислениях был использован метод монте-карловского моделирования. Из результатов, представленных на рис.8, 9, видно, что согласие расчетов и экспериментальных данных

\* Функция  $\Psi$  описывает распределение по множественности "истинно" рожденных частиц в рр-взаимодействиях.



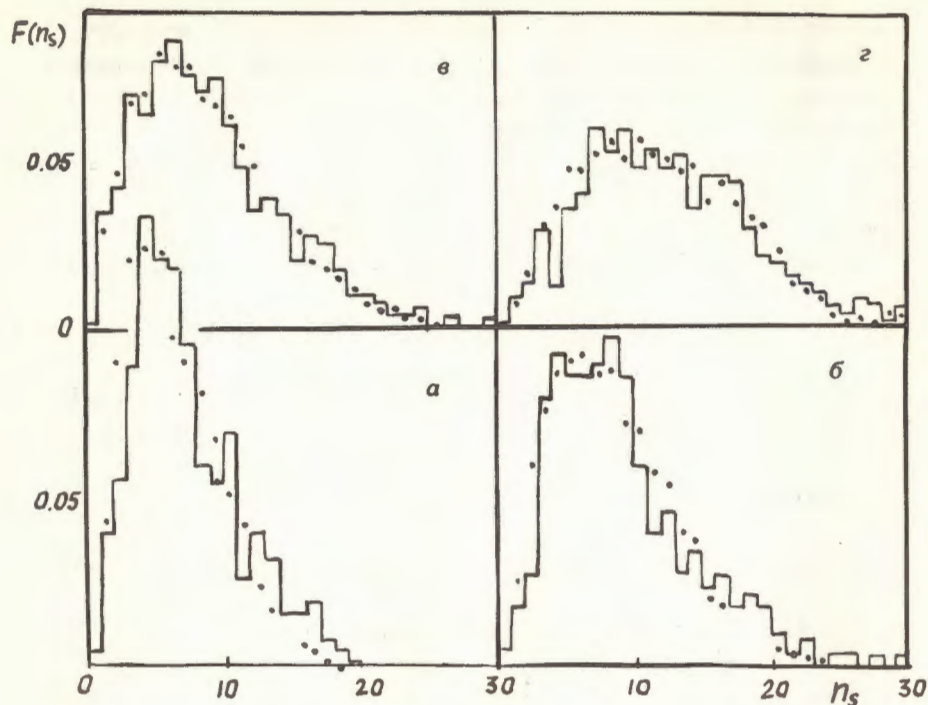


Рис.8. Распределения по множественности  $s$ -частиц в  $pA$ -взаимодействиях при энергиях налетающего протона 24, 50, 67, 200 ГэВ /рис. а, б, в, г, соответственно/. Сплошные гистограммы - эмульсионные данные работы<sup>/13/</sup>. Расчет с использованием параметризации П2 и включающий 5000 событий, представлен точками.

вполне удовлетворительное. Это показывает, что данная модификация модели каскада лидирующего адрона достаточно правильно отражает общие черты процесса множественного рождения частиц в  $pA$ -взаимодействиях.

Авторы благодарят А.В.Тарасова, К.Г.Гуламова, Л.И.Лапидуса, И.М.Чернова за плодотворные дискуссии и обсуждения.

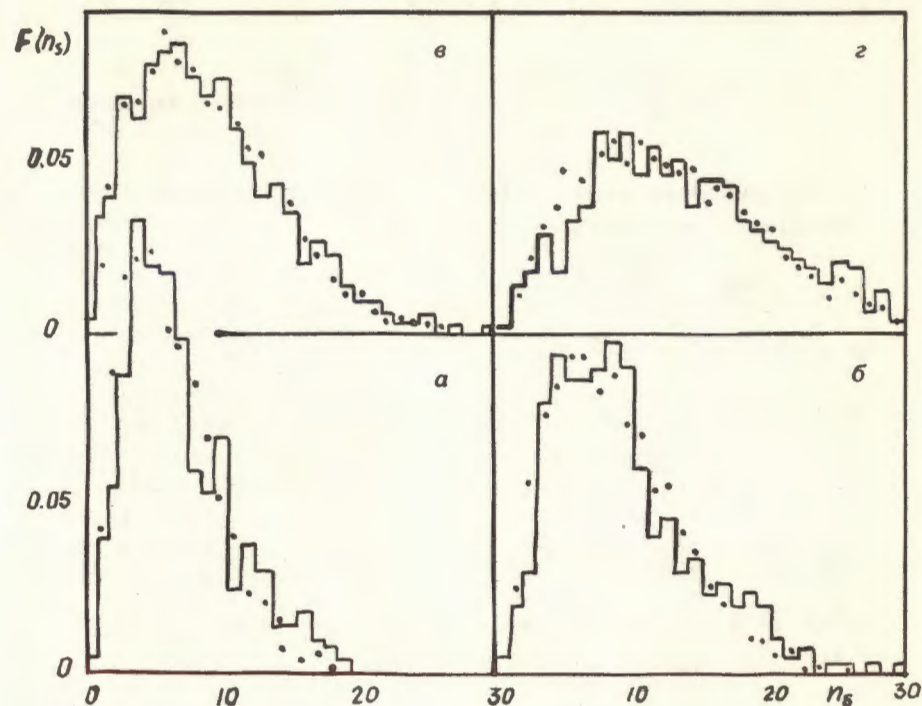


Рис.9. То же, что и на рис. 8, но в расчетах использована параметризация П3.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Параметризации зависимости средней множественности заряженных частиц, рождающихся в  $pp$ -взаимодействиях, от энергии налетающего протона  $E_0$  или от квадрата полной энергии в системе центра масс  $s=1,76+1,88 E_0$ .

Параметризации П1-П4, удовлетворительно описывающие зависимость  $\bar{n}_{ch}^{pp}(E_0)$ , приводят к согласию расчетных значений с экспериментальными данными.

$$\text{П1. } \bar{n}_{ch}^{pp}(E_0) = -1,15 + 1,52 \ln s \quad /31/$$

$$\text{П2. } \bar{n}_{ch}^{pp}(E_0) = 1,32 s^{0.3} \quad /30/$$

$$\text{П.3. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = 1,73 + 0,17 (\ln s)^2 \quad /30/$$

$$\text{П4. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = 1,17 + 0,3 \ln s + 0,13 (\ln s)^2 \quad /30/$$

Параметризации П5-П10, неплохо описывающие  $\bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0)$ , приводят к завышенным значениям  $\bar{n}_s$  при малых энергиях.

$$\text{П.5. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = -4,32 + 1,96 \ln s + 7,65 / s^{0.5} \quad /32/$$

$$\text{П.6. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = 2,68 + 1,45 \ln s - 2,68 \ln s / s^{0.25} \quad /33/$$

$$\text{П.7. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = -2,62 + 1,88 \ln E_0 + 4,65 / E_0^{0.5} \quad /33/$$

$$\text{П8. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = 2,31 + 0,15 (\ln s)^2 \quad /30/$$

$$\text{П9. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = 1,42 s^{0.28} \quad /30/$$

$$\text{П10. } \bar{n}_{\text{ch}}^{\text{PP}}(E_0) = -4,55 + 1,99 \ln s + 8,16 / s^{0.5} \quad /30/$$

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gottfried K. *Prep.CERN, TH/1735, 1973, Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 957.*
2. Андреев И.В., Дремин И.М. *УФН, 1977, 122, с. 37.*
3. Busza W., et al. *Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p. 863.*
4. Otterlung I. *Invited Talk at Topical Meeting on Multiparticle Production at Very High Energy. Trieste, 1976.*
5. Cronin J.W. et al. *Phys.Rev., 1974, D10, p. 3093.*
6. Cronin J.W. et al. *Phys.Rev., 1975, D11, p. 3105.*
7. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. *ОИЯИ, P2-7875, Дубна, 1974.*
8. Alaverdian G.B., Tarasov A.V., Uzinsky V.V. *JINR, E2-9606, Dubna, 1976.*  
Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. *ЯФ, 1977, 25, с. 666.*
9. Feynman R.P. *Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p. 1415.*
10. Boggild H. et al. *Nucl.Phys., 1971, B27, p. 285.*

11. Buras A.J., J.Dias de Deus, Moller R. *Phys.Lett., 1975, B47, p. 251.*
12. Kolbig K.S., Margolis B. *Nucl.Phys., 1968, B6, p. 85.*
13. *Алма-Ата-Ленинград-Москва-Ташкент-сопрудн. Препр. № 9, ФИАН, 1974; ЯФ, 1975, 22, с. 736.*  
Азимов С.А. и др. *ЯФ, 1978, 27, с. 1011.*
14. Gurtu A. et al. *Prep.TIFR-BC-74-6, Phys.Lett., 1974, 50B, p. 391.*
15. Kohli J.M. *Lett.Nuovo Cim., 1975, 13, No. 1, p. 19.*
16. Hebert J. et al. *Phys.Rev., 1977, D15, p. 1867.*
17. Jain P.L. et al. *Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p. 660.*
18. Barshay S. et al. *Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p. 1390.*
19. Clifford T.S. et al. *Phys.Rev.Lett., 1974, 33, p. 1239.*
20. Абесалашвили Л.Н. и др. *ОИЯИ, P1-9406, Дубна, 1975; ЯФ, 1976, 24, с. 1189.*
21. Абесалашвили Л.Н. и др. *ОИЯИ, P1-10265, Дубна, 1976; P1-10566, Дубна, 1977.*
22. Amaglobeli N.S. et al. *JINR. E1-11534, Dubna, 1978,*
23. Аношин А.И. и др. *ОИЯИ, 1-12115, Дубна, 1979.*
24. Koba Z., Nielson H.B., Olesen P. *Nucl.Phys., 1972, B40, p. 317.*
25. Minakata H. *Prog.Theor.Phys., 1975, 53, p. 538.*
26. Жирков Л.Ф., Кокоулина Е.С., Кувшинов В.И. *ЯФ, 1976, 24, с. 170.*
27. De Wolf E., Dumout J.J., Verbenke F. *Nucl.Phys., 1975, B87, p. 325.*
28. Амаглобели Н.С. и др. *ЯФ, 1977, 25, с. 335.*
29. Шомиашвили Ш.С. *ОИЯИ, 1-10209, Дубна, 1977.*
30. Albini E. et al. *Nuovo Cim., 1976, 32A, p. 101.*
31. Firestone A. et al. *Phys.Rev., 1976, D14, p. 2902.*
32. Rossi A.M. et al. *Nucl.Phys., 1974, B84, p. 269.*
33. Strix R., TFerbel T. *Prep.UR-595, COO-3065-153. The Univ. of Rochester.*

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 июня 1979 года.