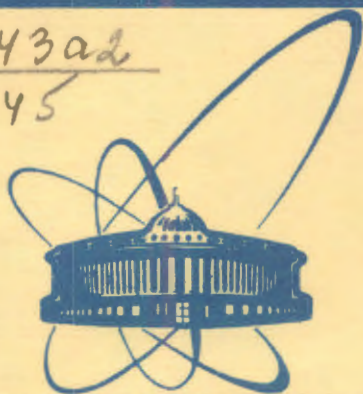


СЗ43а₂
А-45



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

4895/2-79

3/12-79

P2 - 12537

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

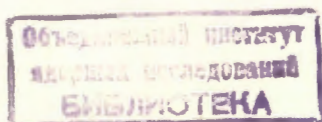
МОДЕЛЬ КАСКАДА ЛИДИРУЮЩЕГО АДРОНА:
ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

1979

P2 - 12537

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

МОДЕЛЬ КАСКАДА ЛИДИРУЮЩЕГО АДРОНА:
ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ИНКЛЮЗИВНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ



¹ Ереванский государственный университет

² ИФВЭ АН КазССР, Алма-Ата

³ ИЯФ АН УзССР, Ташкент

Алавердян Г.Б. и др.

P2 - 12537

Модель каскада лидирующего адрона: одночастичные инклюзивные распределения

В рамках модели каскада лидирующего адрона, предполагающей невзаимодействия вторичных частиц, рассматриваются одночастичные инклюзивные распределения. Обсуждается их зависимость от атомного номера ядра-мишени. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными. Вычисления показывают, что согласие вполне удовлетворительное.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Alaverdian G.B. et al.

P2 - 12537

Cascade Model of a Leader Hadron; One-Particle Inclusive Spectra

One-particle inclusive spectra are considered in the framework of a cascade model which supposes that secondaries cannot interact. Their dependence on atomic number of target nucleus is discussed. The calculations are in good agreement with experiment.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В предыдущей нашей работе^{/1/} была предложена модификация модели каскада лидирующего адрона, позволившая достичь удовлетворительного описания эмульсионных данных. В настоящей мы в рамках того же подхода рассмотрим спектры частиц, рождающихся в реакции

$$p + A \rightarrow c + X, \quad /1/$$

где c - какая-либо заряженная частица. В том случае, когда c является вторичной частицей*, из основного предположения модели о том, что в процессе pA - столкновений имеет место каскад налетающего адрона, в то время как вторичные частицы покидают ядро без взаимодействий, следует, что инклюзивные одночастичные спектры есть результат наложения спектров частиц, рожденных на разных внутриядерных нуклонах. То есть, если структурная функция лидирующего адрона в pp -соударениях дается функцией $f(x, \vec{p}_\perp)$, подчиняющейся фейнмановскому скейлингу по энергии^{/4/}

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

а спектры рожденных частиц описываются функцией

$$f_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) = \frac{\omega}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{dq^3}, \quad /3/$$

* Случай, когда c - протон, был рассмотрен в работах^{/2,3/}.

где $x = E/E_0$ - доля первоначальной энергии E_0 , уносимая лидирующим адроном, \vec{p}_\perp - его поперечный импульс, z и \vec{q}_\perp - аналогичные величины для частицы c , имеющей после столкновения энергию ω /все величины определены в лабораторной системе/, то инвариантное инклюзивное сечение реакции /1/ есть *

$$\begin{aligned}
 F_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) = & \sigma N_1(A, \sigma) f_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) + \\
 & + \sigma N_2(A, \sigma) [f_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) + z \int f(x_1, \vec{p}_{\perp 1}) f_c(x_1 E_0, z_2, \vec{q}_{\perp 2}) * \\
 & \delta(\vec{q}_\perp - \vec{p}_{\perp 1} - \vec{q}_{\perp 2}) \delta(z - x_1 z_2) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dz_2}{z_2} d^2 p_{\perp 1} d^2 q_{\perp 2}] + \\
 & + \sigma N_3(A, \sigma) [f_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) + z \int f(x_1, \vec{p}_{\perp 1}) f(x_1 E_0, z_2, \vec{q}_{\perp 2}) * \\
 & * \delta(\vec{q}_\perp - \vec{p}_{\perp 1} - \vec{q}_{\perp 2}) \delta(z - x_1 z_2) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dz_2}{z_2} d^2 p_{\perp 1} d^2 q_{\perp 2} + \\
 & + z \int f(x_1, \vec{p}_{\perp 1}) f(x_2, \vec{p}_{\perp 2}) f_c(x_1 x_2 E_0, z_3, \vec{q}_{\perp 3}) * \\
 & * \delta(\vec{q}_\perp - \vec{p}_{\perp 1} - \vec{p}_{\perp 2} - \vec{q}_{\perp 3}) \delta(z - x_1 x_2 z_3) \frac{dx_1}{x_1} \frac{dx_2}{x_2} \frac{dz_3}{z_3} * \\
 & * d^2 p_{\perp 1} d^2 p_{\perp 2} d^2 q_{\perp 3}] + \dots
 \end{aligned} \quad /4/$$

В формуле /4/ $N_\nu(A, \sigma)$ - так называемые эффективные числа /5/, пропорциональные вероятностям ν -кратных соударений.

$$N_\nu(A, \sigma) = \frac{1}{\sigma} \int d^2 b \frac{[\sigma T(\vec{b})]^\nu}{\nu!} e^{-\sigma T(\vec{b})} \quad /5/$$

$T(\vec{b})$ - функция толщины ядра, связанная с распределением ядерной материи $\rho(r)$ соотношением

$$T(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\sqrt{b^2 + z^2}) dz \quad /6/$$

$$\int \rho(r) d^3 r = A$$

$\sigma = 30$ мбн - неупругое сечение pp-реакций.

* Мы пренебрегаем различием структурных функций в pp- и pN-взаимодействиях.

Выберем функцию $f(x, \vec{p}_\perp)$ в виде /3/:

$$f(x, \vec{p}_\perp) = \beta x^\beta \frac{B^2}{2\pi} (B p_\perp) K_1(B p_\perp), \quad B = 4,58 \text{ ГэВ}/c \quad /7/$$

Тогда, проведя интегрирование и перегруппировку членов в выражении /4/, получим

$$\begin{aligned}
 F_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) = & \sigma f_c(E_0, z, \vec{q}_\perp) \sum_{\nu=1}^A N_\nu(A, \sigma) + \\
 & + \sum_{i=1}^A \left[\sum_{\nu=i+1}^A N_\nu(A, \sigma) \right] \times \frac{B^2}{2\pi} \times \beta \int \frac{dx}{x} \frac{1}{x^{1-\beta}} \frac{[\beta \ln 1/x]^{i-1}}{(i-1)!} \times \\
 & \times \int d^2 p_\perp \left(\frac{B p_\perp}{2} \right)^{2i-1} K_{2i-1}(B p_\perp) f_c(x E_0, z/x, \vec{q}_\perp - \vec{p}_\perp),
 \end{aligned} \quad /8/$$

где K_l - функция Макдональда.

Из соотношения /8/ видно, что если пренебречь всеми членами, кроме первого, то инклюзивное сечение F_c будет пропорционально сумме эффективных чисел, имеющей показатель A -зависимости порядка $2/3$. Другие члены имеют более высокие показатели, поэтому естественно, что F_c сильно зависит от атомного номера ядра-мишени, что и было обнаружено авторами работ /6,7/. Для демонстрации этого утверждения вычислим показатель A -зависимости инклюзивных сечений антипротонов (\bar{P}) и каонов (K), рождающихся в реакциях протонов с импульсом 300 ГэВ/с с ядрами ^{48}Tl и ^{181}Ta . Для этого, пренебрегая энергетической зависимостью, параметризуем структурные функции следующим образом:

$$f_{\bar{p}}(z, \vec{q}_\perp) \sim (1-z)^4 (B_p q_\perp) K_1(B_p q_\perp), \quad B_p = 4,58 \quad /9/$$

$$f_k(z, \vec{q}_\perp) \sim (1-z)^3 B_k^2 e^{-B_k q_\perp}, \quad B_k = 4,58, \quad /10/$$

где значения параметров $B_{\bar{p}}$ и B_k получены из фитирования данных /8/. Ядерные плотности выберем в виде:

$$\rho(r) = \frac{\text{const}_p [1 + W_p (r/R_p)^2]}{1 + e^{\frac{r-R_p}{C_p}}} + \frac{\text{const}_N [1 + W_N (r/R_N)^2]}{1 + e^{\frac{r-R_N}{C_N}}} \quad /11/$$

Значения параметров даны в табл. 1. Тогда расчет по формуле /8/ дает результаты, представленные на рис. 1, 2. Как видно, они передают основной характер A -зависимости инвариантных сечений. Аналогичные расчеты для π^\pm -мезонов в настоящее время не дают удовлетворительных результатов из-за

Таблица 1

Ядро	R_p	C_p	W_p	R_N	C_N	W_N	
$^{47}_{22}\text{Ti}$	3,855	0,563	-0,076	3,76	0,644	-0,076	/13/
$^{181}_{73}\text{Ta}$	6,45	0,638	0	6,45	0,638	0	/14/

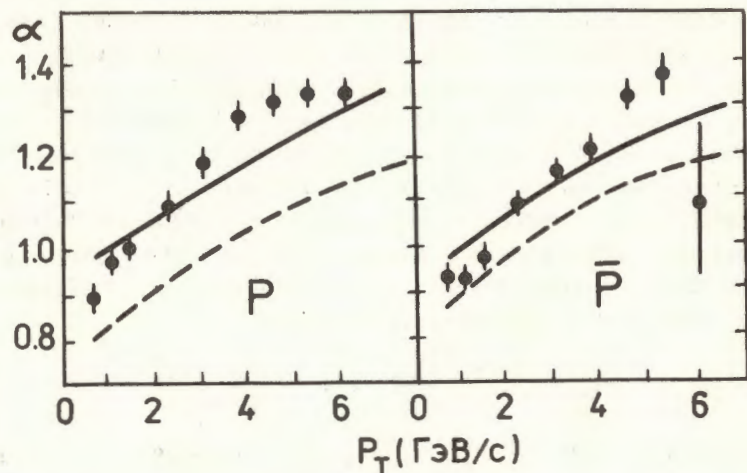


Рис. 1. Показатель $\alpha = \ln(F_{\text{Ta}}(x, \vec{p}_\perp) / F_{\text{Ti}}(x, \vec{p}_\perp)) / \ln(181/48)$ в зависимости от переданного импульса p_\perp . Сплошная и пунктирная кривые - расчет по формуле /8/ при значениях $\beta=1,5$ и 1 соответственно. Экспериментальные данные для протонов и антипротонов, рождающихся в реакциях 300 ГэВ/с протонов с ядрами, взяты из работ /6,7/.

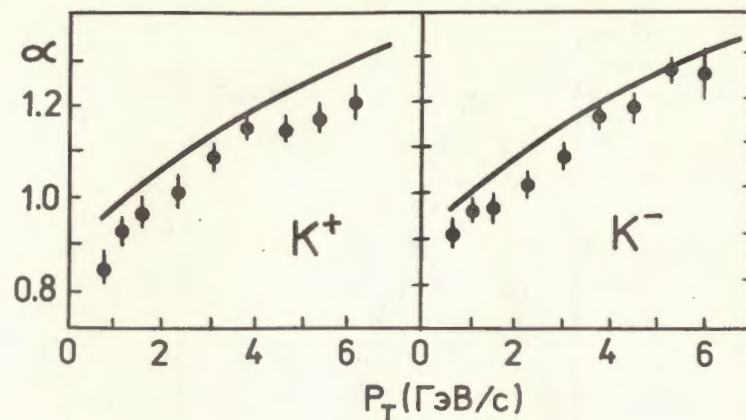


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для K -мезонов. Кривая - расчет по формуле /8/.

трудности выбора хорошей параметризации структурных функций в довольно большой области изменения E_0, z, \vec{q}_\perp . Нам пока не удастся самосогласованное описание различных данных по pp -взаимодействиям, большинство из которых представлено в виде быстротных распределений, зачастую проинтегрированных по поперечному импульсу. Поскольку подобные характеристики весьма популярны при изучении pA -столкновений, мы обратимся к их описанию.

Как известно, распределения по быстройте y или псевдобыстройте η , определяемых, как обычно,

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\omega + \sqrt{\omega^2 - q_\perp^2}}{\omega - \sqrt{\omega^2 - q_\perp^2}}, \quad y \approx \eta, \quad \eta = -\ln \text{tg} \theta / 2, \quad /12/$$

следующим образом связаны со структурными функциями /3/

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^3 \sigma}{dy d^2 q_\perp} = f_c(E_0, z, \vec{q}_\perp).$$

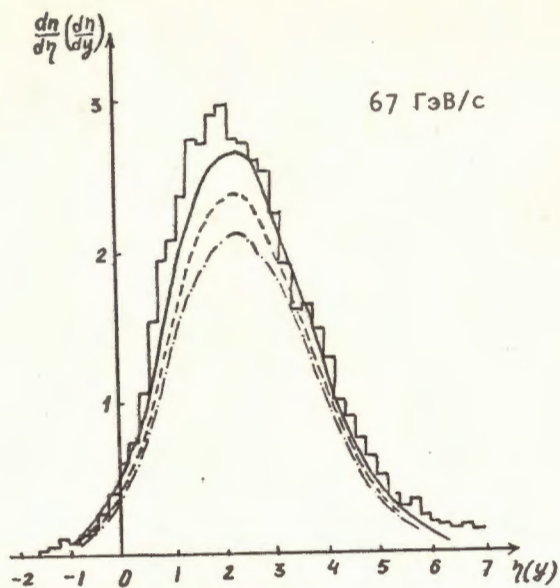


Рис.3

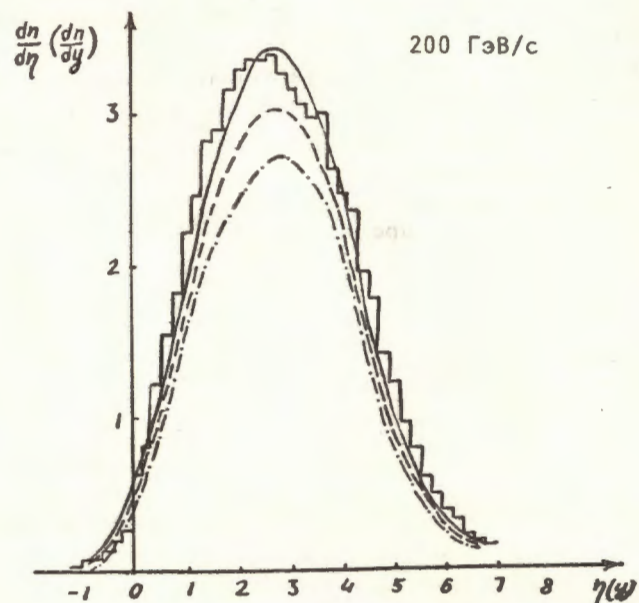


Рис.4

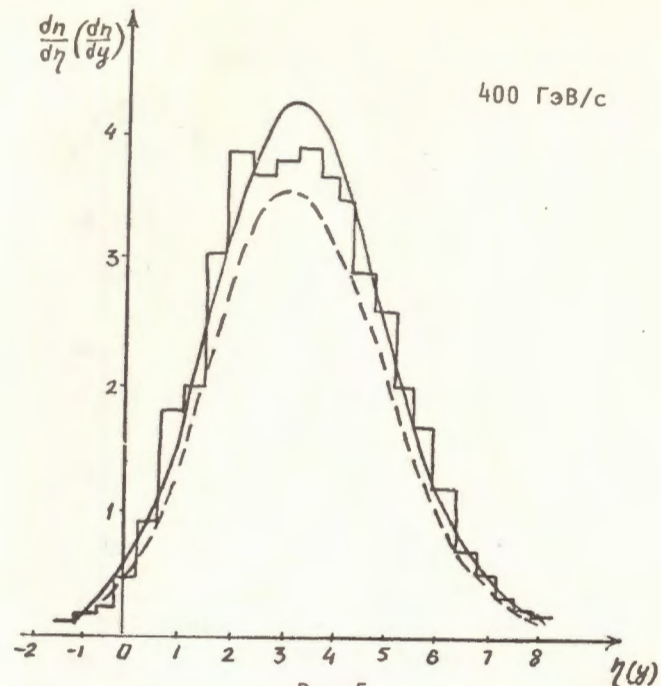


Рис.5

Рис.3-5. Быстронные распределения ливневых частиц. Сплошная, пунктирная, штрих-пунктирная кривые — расчет по формуле /14/ при значениях $\beta=1,5; 1; 0,6$ соответственно. Гистограммы — эмульсионные данные работ /10,11/.

Параметризуем эти распределения, проинтегрированные по поперечному импульсу, функцией вида /9/

$$\frac{dn(E_0)}{dy} = \frac{1}{\sigma} \int \frac{d^3\sigma}{dy dq_{\perp}^2} dq_{\perp}^2 = \frac{\bar{n}(E_0)}{\sqrt{2\pi L}} e^{-\frac{(y-Y_0)^2}{2L}}$$

где

$$L = \ln \frac{\sqrt{s}}{2m} = \ln Y_c, \quad Y_0 = \ln^2 Y_c$$

а $\bar{n}(E_0)$ определяется как средняя множественность заряженных частиц, рождающихся в NN-взаимодействиях, в число которых не включаются как протон отдачи, так и лидирующий протон /1/.

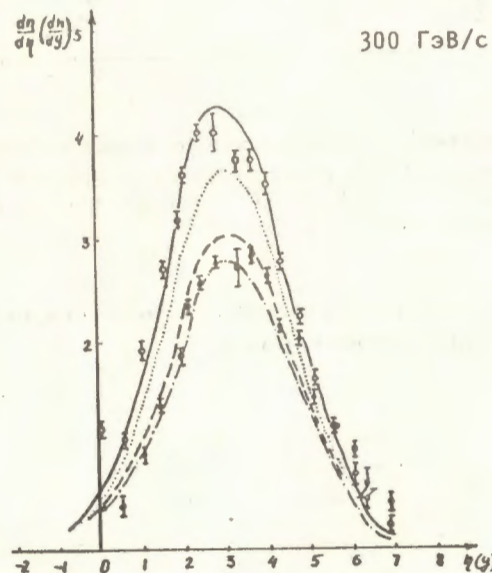
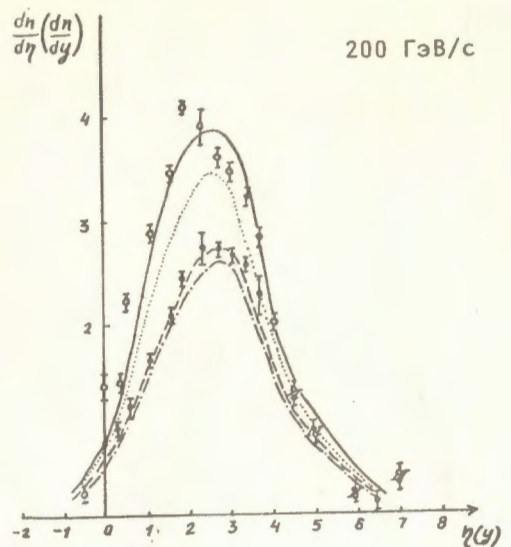


Рис.6,7. Быстротные распределения ливневых частиц во взаимодействиях протонов с группами ядер AgBr /сплошные кривые/ и CNO /пунктирные/. Кривые - расчет по формуле /14/ при двух значениях $\beta = 1,5$ и 1 . Точки - экспериментальные данные работы /12/.

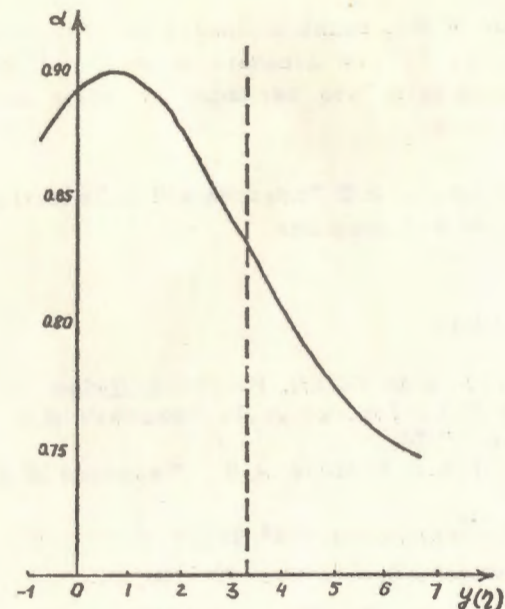


Рис.8. Показатель A -зависимости быстротных распределений как функция η . Пунктирная линия - значение псевдобыстроты, отвечающее экспериментальным условиям работ /6,7/.

Интегрируя /8/ по поперечному импульсу, получим быстротные распределения ливневых частиц в pA -соударениях, не учитывая вклад лидирующих протонов и изменение их направления движения.

$$\frac{dn}{dy} pA = \frac{dn}{dy} (E_0) + \sum_{i=1}^{A-1} \left[\sum_{\nu=i+1}^A N_{\nu}(A, \sigma) / \sum_{j=1}^A N_j(A, \sigma) \right] \times$$

$$\times \beta \int \frac{dx}{x^{1-\beta}} \frac{[\beta \ln 1/x]^{i-1}}{(i-1)!} \frac{dn}{dy} (x E_0). \quad /14/$$

Расчеты по формуле /14/ с использованием $\bar{n}(E_0) = -2,35 + 1,52 \ln s$ в сравнении с эмульсионными данными /10-12/ представлены на рис. 3-7. Показатель A -зависимости быстротных распределений, определенный как

$$\alpha(y) = \ln \left(\frac{dn}{dy} \text{AgBr} / \frac{dn}{dy} \text{CNO} \right) / \ln(94/14),$$

приведен на рис. 8. Как видно, в области быстрот, соответствующих эксперименту ^{6,7/}, он довольно велик $\alpha \sim 0,9/$. Из расчетов можно заключить, что согласно по всем данным вполне удовлетворительное.

Авторы благодарят А.В.Тарасова и Л.И.Липидуса за плодотворные дискуссии и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алавердян Г.Б. и др. ОИЯИ, P2-12536, Дубна, 1979.
2. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ОИЯИ, P2-7875, Дубна, 1974.
3. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, 25, с. 666.
4. Feynman R.P. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p.1415.
5. Kolbig K.S., Margolis B. Nucl.Phys., 1968, B6, p.85.
6. Cronin J.W., et al. Phys. Rev., 1975, D11, p.3105.
7. Cronin J.W., et al. Proceedings of XVII Intern.Conf. on High Energy Physics, London, 1974.
8. Alper V., et al. Nucl.Phys., 1975, B100, p.237.
9. Carruthers P., Minh Duong-Van. Phys. Rev., 1973, D8, p.859.
Розенталь И.Л. УФН, 1975, 116, с. 271.
10. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1978, 27, с. 1011.
11. Otterlund I. Topical Meeting on Multiparticle Production at Very High Energy. Trieste, 1976.
12. Hebert J., et al. Phys.Rev., 1977, D15, p.1867.
13. Alkhasov C.D., et al. Nucl.Phys., 1976, A274, p.443.
14. Элмон. Размеры ядер. Атомиздат, М., 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июня 1979 года.