



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-99

P1-97-99

А.И.Бондаренко, Р.А.Бондаренко, В.В.Русакова,
Ш.А.Рустамова¹, Г.М.Чернов, В.В.Ужинский

СВОЙСТВА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ АЛЬФА-ЧАСТИЦ,
ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент

1997

Мультифрагментация остаточных ядер, образованных в неупругих адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях, приводит к появлению различных вторичных частиц (ядерных фрагментов) в конечном состоянии. Закономерности и механизм этого процесса во многом еще не ясны. Поэтому понятен интерес к экспериментальным и теоретическим исследованиям реакций мультифрагментации ядер. Наиболее полное представление о мультифрагментации ядер золота при промежуточных энергиях (600 МэВ/нуклон) дают данные группы ALADIN [1]-[5]. Недавно появились данные о взаимодействиях ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 ГэВ/нуклон [6]. Основные характеристики фрагментации ядер золота при двух энергиях во многом похожи, но есть и существенные отличия (см. [6]). Прежде всего они связаны с повышенным выходом двухзарядных фрагментов (α -частиц) при высоких энергиях. Заметим, что выходы α -частиц практически не описываются существующими моделями мультифрагментации ядер см. [7, 8]. Помимо этого давно замечено [9, 10], что при высоких энергиях среди α -частиц заметную долю составляют α -частицы с большими поперечными импульсами (приемлемого объяснения этого феномена до сих пор нет). Поэтому представляет определенный интерес изучение характеристик α -частиц, рождающихся в реакциях мультифрагментации ядер-снарядов, особенно при высоких энергиях. Нужно отметить, что идентификация релятивистских фрагментов с $z=2$ особенно надежна и проста при использовании ядерных фотоэмульсий. Поэтому исследование характеристик двухзарядных фрагментов с помощью фотоэмульсий может дать дополнительную информацию о механизме мультифрагментации ядер.

В настоящей работе рассматривается вопрос о форме распределений по множественности релятивистских α -частиц (n_α), точнее – фрагментов с зарядом $z=2$, образованных при мультифрагментации остаточных ядер-снарядов, испытавших неупругое ядро-ядерное столкновение при энергиях, достигнутых на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Для анализа были использованы данные, полученные в эмульсионных экспериментах, выполненных с нашим участием и совершенно идентичных по методике выделения и идентификации спектаторных продуктов фрагментации ядер-снарядов (см. [11]-[16]). Только эксперименты с ядрами железа-56 [16] и азота-14 [11] были выполнены при энергии ускорителя LBL (Беркли) – 2,5 и 3,1 А ГэВ/с соответственно, несколько мень-

шей, чем в остальных экспериментах с ядрами неона-22 (4.1 А ГэВ/с), углерода-12, магния-24 и кремния-28 (4.5 А ГэВ/с). Однако, известно, что режим предельной фрагментации ядер, приводящий к исчезновению зависимости распределений по множественностям от первичной энергии, наступает уже при $E_0/A \geq 1 \div 2$ ГэВ [17]. Поэтому мы сочли целесообразным включить в рассмотрение данные о фрагментации ядер железа и азота.

Исследования распределений по множественности α -частиц при более низких энергиях ($E_0 = 0.3 \div 1.9$ ГэВ/нуклон) были представлены в [18]. В работах [19]-[21] было обнаружено, что форма распределений по множественности α -частиц – продуктов фрагментации легких релятивистских ядер – слабо зависит от энергии и массы налетающих ядер. Поэтому при соответствующей нормировке все распределения приобретают одинаковую форму, что привело авторов [18]-[21] к заключению о КНО-скейлинге распределений. Однако, они не учитывали каналов реакций без образования α -частиц ($n_\alpha = 0$), что, как показано ниже, значительно искажает результаты и затрудняет сравнение с различными теоретическими подходами.

Принято считать, что распределения по множественности частиц, рождающихся в реакциях частиц и ядер, несут информацию о динамике этих реакций. Последнее, в частности, проявляется в наличии определенных инвариантных (скейлинговых) свойств этих распределений. Наиболее известен так называемый КНО-скейлинг [22], т.е. утверждение о том, что если перейти к нормированной множественности $z = n/\langle n \rangle$, то функция

$$\Psi(z) = \langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in} \quad (1)$$

становится независимой от первичной энергии для процессов множественного рождения. Здесь σ_n – топологическое сечение для множественности n , σ_{in} – полное неупругое сечение реакции, а $\langle n \rangle$ – средняя множественность.

В реакциях мультифрагментации ядер уместен также вопрос о степени универсальности функции (1) при изменении массовых чисел как налетающих ядер (A_P), так и ядер мишеней (A_T). Этот вопрос, впервые поставленный в [18], и будет подробно рассмотрен в настоящей работе. В отличие от работ [18]-[21] при анализе мы учитывали события с $n = 0$ (здесь и далее $n \equiv n_\alpha$).

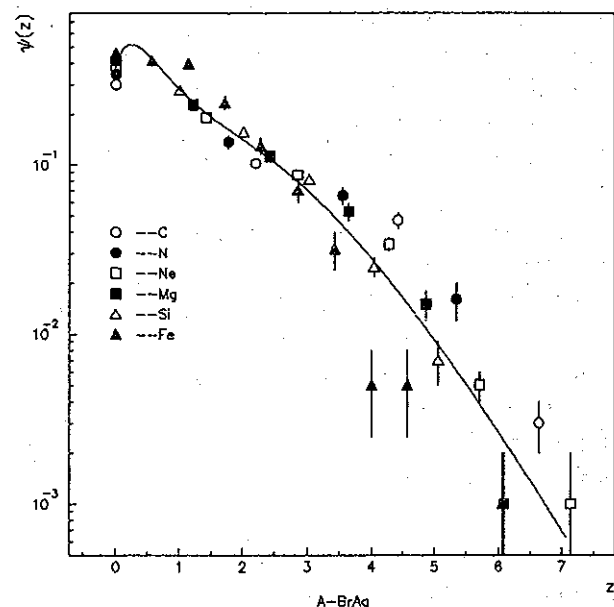


Рис.1. Зависимость $\Psi(z)$ (1) для реакций фрагментации исследуемых ядер в столкновениях с ядрами *Br* и *Ag*. Кривые – смотри текст

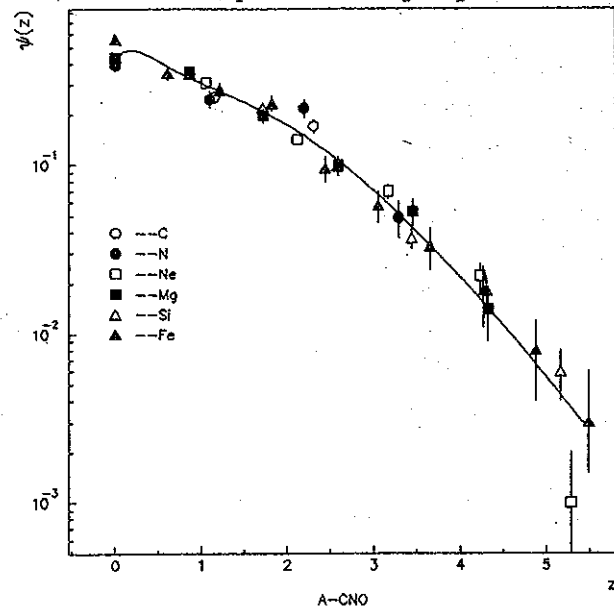


Рис.2. То же, что на рис.1 для *A-CNO*-взаимодействий

Суммарная статистика ядро-ядерных ^{12}C -, ^{14}N -, ^{22}Ne -, ^{24}Mg -, ^{28}Si - и ^{56}Fe - E_m -взаимодействий, анализируемых в настоящей работе, составляет 1.5×10^4 событий. Детали экспериментов можно найти в [11]-[16]. Для изучения свойств распределений при фиксированных A_T все соударения с ядрами фотоэмульсии ($A-E_m$) были разделены на подгруппы взаимодействий со свободным и квазисвободным водородом эмульсии ($A-H$ -соударения), с "легкими" - C, N и O ($A-CNO$ -соударения) и "тяжелыми" ядрами фотоэмульсии - Br и Ag ($A-BrAg$ -соударения). Критерии выделения этих событий также были приведены в [11]-[16].

На рис.1 представлены экспериментальные данные о зависимости $\Psi(z)$ для $A-BrAg$ -, на рис.2 для $A-CNO$ - и на рис.3 для $A-H$ -событий. Кривые на этих рисунках - наилучшие аппроксимации данных функцией

$$\Psi(z) = P_n(z)Q(z), \quad (2)$$

где P_n - полином, а $Q(z)$ - быстроспадающая функция z (в качестве $Q(z)$ мы использовали $e^{-|a|z}$ и $e^{-|b|z^2}$).

Поскольку все попытки аппроксимации оказались неудачными ($\chi^2/\text{ст.св.}$ равно 9.9 для $A-BrAg$ -, 2.0 для $A-CNO$ -, 6.4 для $A-H$ -и, кстати, 8.8 для суммарного ансамбля $A-E_m$ -соударений), то можно сделать вывод, что экспериментальные данные противоречат предположению о скейлинговом поведении распределений по множественности в исследованной области масс снарядов ($12 \div 56$).

Для сравнения экспериментальных данных с различными теоретическими предсказаниями имеет смысл рассмотреть моменты распределения по множественности, которые нередко оказываются гораздо более чувствительными к отклонениям эмпирических значений от соответствующих теоретических.

Нормированные моменты распределений определяются как

$$C_k = \langle n^k \rangle / \langle n \rangle^k. \quad (3)$$

В случае точного КНО-скейлинга эти моменты не должны зависеть от масс сталкивающихся ядер.

На рис.4 приведены зависимости значений C_k при $k = 2, 3, 4$ от массы налетающих ядер для всех групп событий. В дополнение к выводам, сделанным при анализе рис.1-3, можно констатировать следующее:

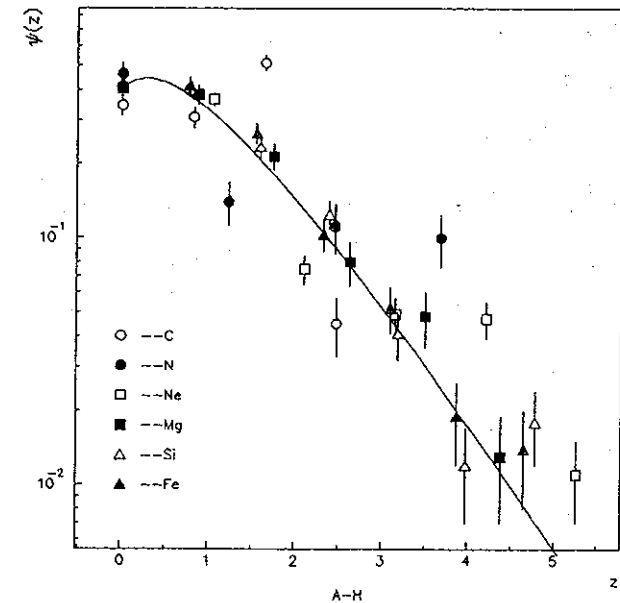


Рис.3. То же, что на рис.1 для $A-H$ -взаимодействий

для $A-BrAg$ -взаимодействий налицо четкое уменьшение C_k при увеличении массы ядра-снаряда A_P , в то же время моменты распределений для $A-H$ -взаимодействий имеют тенденцию к увеличению ($A-CNO$ -события не показывают какой-либо значимой зависимости C_k от A_P).

Таким образом, имеет место вполне обеспеченное нарушение КНО-скейлинга распределений по множественности α -частиц для взаимодействий с относительно "чистыми" мишенями, причем это нарушение по-разному проявляется для взаимодействий с легкой и тяжелой мишенью.

В работе [23] было предложено использовать при анализе распределений по множественности моменты

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle / \langle n \rangle^2, \\ \gamma_3 &= \langle (n - \langle n \rangle)^3 \rangle / \langle n \rangle^3 \quad \text{и} \\ \gamma_4 &= [\langle (n - \langle n \rangle)^4 \rangle - 3\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle^2] / \langle n \rangle^4, \end{aligned} \quad (4)$$

чувствительные не только к КНО-поведению распределения, но и к степени его отклонения от закона Пуассона. На рис.5 приведены данные, аналогичные представленным на рис.4, для моментов (4). Видно, что

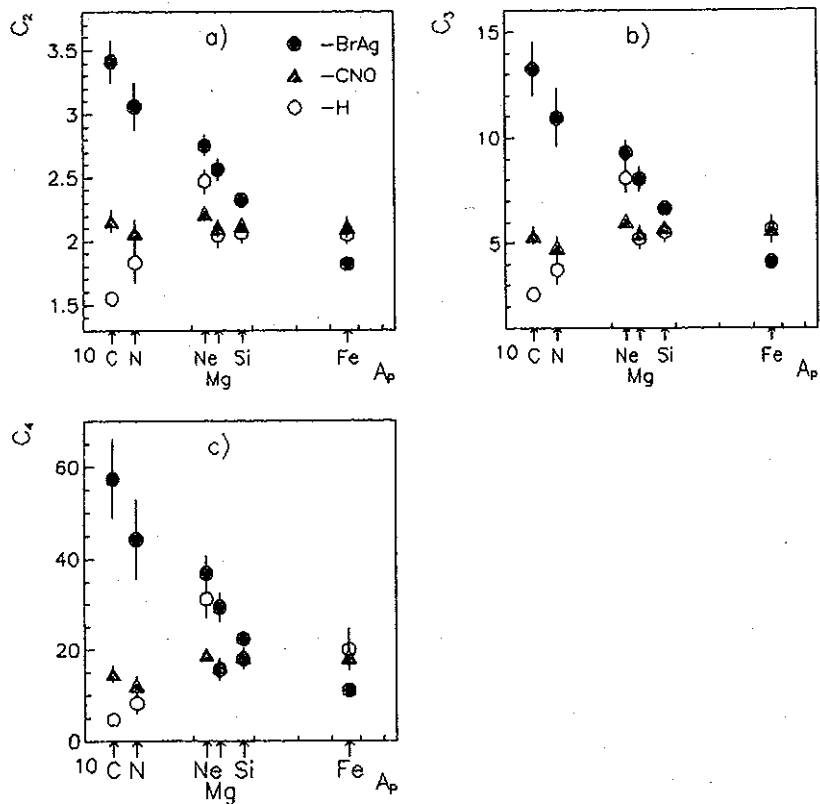


Рис.4. А-зависимость нормированных моментов C_k при $k = 2$ (а), 3 (б), и 4 (в) для соударений с А-Н, А-СНО и А-ВrАg от A_p

А-зависимость моментов γ_k вполне аналогична таковой для моментов C_k . Кроме того значения моментов γ_k не согласуются с требуемыми при пуассоновском виде распределения по n . Заметим, что при пуассоновском виде распределения γ_k должны быть равны $1/\langle n \rangle^{k-1}$, $k = 2, 3, 4$ и, следовательно, зависеть от энергии столкновения и масс A_p и A_T в противоположность тому, что утверждалось в [23] (значения $1/\langle n \rangle^{k-1}$ показаны на рис.5 ломаными линиями).

Нарушение пуассоновского вида распределения с большой наглядностью следует также из рассмотрения корреляционных (мюллеровских) моментов

$$f_2 = \langle n(n-1) \rangle - \langle n \rangle^2 \quad \text{и} \quad (5)$$

$$f_3 = \langle n(n-1)(n-2) \rangle - 3\langle n(n-1) \rangle \langle n \rangle + 2\langle n \rangle^3,$$

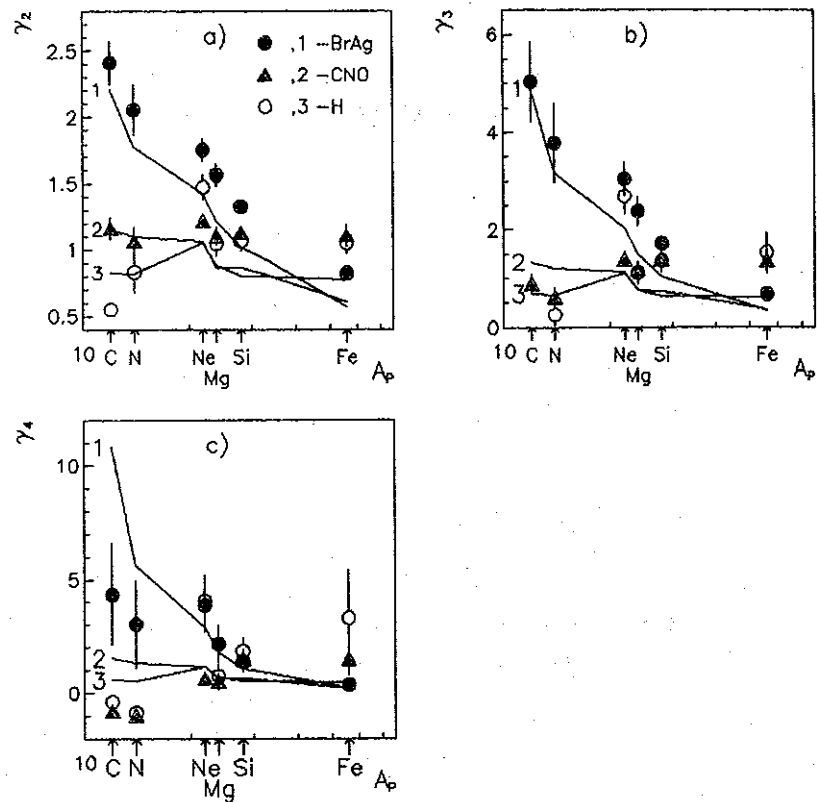


Рис.5. То же, что на рис.4 для моментов γ_k , ломаные кривые соединяют точки со значениями $1/\langle n \rangle^{k-1}$, следующими из распределения Пуассона

являющихся интегралами от корреляционных функций (соответственно двух- и трехчастичных). При независимом испускании частиц, при котором распределение по множественности подчиняется закону Пуассона, $f_2 = f_3 = 0$. Если распределение по множественности шире (уже) пуассоновского, то $f_2 > 0$ ($f_2 < 0$).

На рис.6 представлены значения корреляционных моментов f_2 и f_3 для всех рассмотренных ансамблей событий фрагментации. Видно, что форма распределения по n заметно отличается от пуассоновской для всех видов ядер, кроме, быть может, ядер ^{12}C и ^{14}N . Начиная с ^{22}Ne все $f_2 > 0$ (независимо от мишени), т.е. n -распределение шире, чем следующее из предположения о независимом испускании фрагментов.

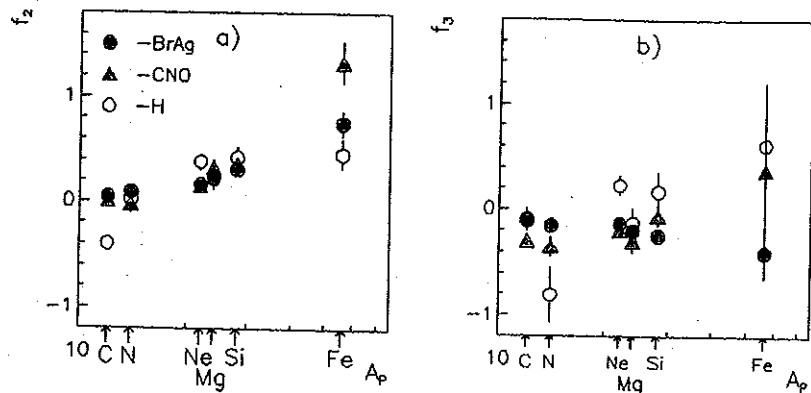


Рис.6. То же, что на рис.4 для моментов f_k , $k = 2$ (a) и $k = 3$ (b)

Имеет место обеспеченная зависимость f_2 от A_p : с ростом A_p момент f_2 увеличивается, т.е. распределение становится все более широким по сравнению с пуассоновским. Что же касается момента f_3 его величина в пределах довольно значительных погрешностей не зависит от A_p .

В работе [24] рассматривались скейлинговые свойства распределений по множественности фрагментов при мультифрагментации ядер в рамках перколяционного подхода [25],[26] (см.также [27],[28]). Там было показано, что только при подкритических значениях перколяционных параметров возможен КНО-скейлинг распределений. С другой стороны, если считать достоверными существующие экспериментальные указания на реализацию при мультифрагментации ядер фазового перехода [28], то следует рассматривать свойства распределений и поведение моментов распределений и при критических значениях перколяционных параметров. При критических значениях параметров нормированные моменты распределений уменьшаются с ростом массы фрагментирующей системы, что аналогично поведению моментов, представленных на рис.4 для $A-BrAg$ -соударений.

Сложнее ситуация с интерпретацией характеристик $A-H$ -соударений. Очевидно, что степень разрушения ядер-снарядов в $A-BrAg$ -взаимодействиях в среднем выше, чем в $A-H$ -соударениях. Поэтому, согласно перколяционной модели, нормированные моменты распределений в $A-BrAg$ -соударениях должны быть выше, чем в $A-H$ -взаимодействиях. Это согласуется с нашими экспериментальными данными по взаимодействиям легких ядер. Однако для налетающих ядер

железа имеет место противоположная ситуация. Мы полагаем, здесь начинает играть роль другой фактор.

В адрон-ядерных взаимодействиях с увеличением массы ядра-мишени средняя энергия возбуждения ядра-остатка на нуклон уменьшается. В перколяционной модели этому соответствует уменьшение перколяционного параметра. При уменьшении параметра нормированные моменты [24] увеличиваются. Согласно данным рис.4 моменты C_2 и C_3 в $A-H$ -взаимодействиях увеличиваются с ростом массы налетающего ядра. Для налетающих ядер железа они становятся выше, чем в $A-BrAg$ -соударениях.

Если же полагать неизменной среднюю массу ядра-остатка, то при переходе от $A-H$ -взаимодействий к $A-BrAg$ -взаимодействиям следует ожидать увеличения энергии возбуждения ядер и, соответственно, уменьшения нормированных моментов.

Таким образом, при переходе от $A-H$ -взаимодействий к $A-BrAg$ -взаимодействиям для легких налетающих ядер доминирующим фактором является разрушение ядер и уменьшение массы ядер-остатков. Для более тяжелых ядер основное влияние оказывает изменение энергии возбуждения ядер-остатков. В целом, поведение моментов, представленных на рис.4, согласуется с предсказаниями перколяционной модели [24].

Отметим, что перколяционные модели широко используются для описания фазовых переходов, в частности, для описания фазовых переходов второго рода. В моделях, рассмотренных в [24], имеет место фазовый переход. Поэтому наши данные не противоречат предположению о фазовом переходе при мультифрагментации ядер.

Авторы благодарны соавторам статей [11]-[16] за совместную работу и набор экспериментального материала.

Список литературы

- [1] Ogilvie C.A. et al. // Phys.Rev.Lett., 1991, v.67, p.1214.
- [2] Hubele J. et al. // Zeit.fur Phys., 1991, v.A340, p.263.
- [3] Hubele J. et al. // Phys.Rev., 1992, v.C46, p.R1577.
- [4] Kreutz P. et al. // Nucl.Phys., 1993, v.A556, p.672.
- [5] Botvina A.S. et al. // Nucl.Phys., 1995, v.A584, p.737.
- [6] Cherry M.L. et al. // Phys. Rev., 1995, v.C52, p.2652.
- [7] Chbihi A. et al. // Preprint GANIL, 1995, P 24.
- [8] Hagel K. et al. // Phys.Rev., 1994, v.C50, p.2017.
- [9] Абдуразакова У.А. и др. // ЯФ, 1988, т.47, с.1299.
- [10] Бондаренко Р.А. и др. // ЯФ, 1983, т.38, с.1483.
- [11] Бондаренко А.И. др. // Изв. АН УзССР. сер. физ.-мат. наук, 1979, N2, с.73.
- [12] Амева Б.У. и др. // ЯФ, 1988, т.47, с.949.
- [13] Бондаренко А.И. и др. // ЯФ, 1992, т.55, с.137.
- [14] Бондаренко Р.А. и др. // ДАН Узбекистана, 1991, N3, с.29.
- [15] Chernov G.M. et al. // Nucl.Phys., 1984, v.A412, p.534.
- [16] Adamovich M.I. et al. // Phys.Rev., 1989, v.C40, p.66.
- [17] Jain P.L., Aggarwal M.M. // Phys.Rev., 1986, v.C33, p.1790.
- [18] Sengupta Singh G., Jain P.L. // Phys.Lett., 1989, v.222B, p.301.
- [19] Jain P.L. // Phys.Rev., 1991, v.C43, p.2417.
- [20] EL-Nagi M. et al. // Internat.Jour.Mod.Phys., 1993, v.E2, p.2.
- [21] Koba Z., Nielsen B., Olsen P. // Nucl.Phys., 1972, v.B40, p.317.
- [22] Thome W. et al. // Nucl.Phys., 1977, v.B129, p.365.
- [23] EL-Waged Kh., Uzhinskii V.V. // Preprint JINR, 1994, E2-94-127, Dubna.
- [24] Bauer W. et al. // In: "Proc.7th High Energy Heavy Ion Study", Darmstadt, 1985, p.701.
- [25] Campi X. // In: "Proc.7th High Energy Heavy Ion Study", Darmstadt, 1985, p.707.
- [26] Santiago A.J., Chung K.G. // J.Phys.G., 1990, v.16, p.1483.
- [27] Kimura K., Tanaka Y. // J.Phys.G., 1992, v.18, p.359.
- [28] Pochodzalla J. et al. // Phys.Rev.Lett., 1995, v.75, p.1040.