

УДК 539.172.12/17, 539.12.01

РОЖДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ В МОДЕЛИ FRITIOF

А.С.Галоян, В.В.Ужинский

В рамках модифицированной модели FRITIOF рассчитаны инклюзивные спектры кумулятивных π^0 -мезонов, рождающихся вперед в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсе 4,5 А ГэВ/с. Показано, что модель качественно, а в некоторых случаях и количественно, воспроизводит основные экспериментальные закономерности. Согласно модели рождение кумулятивных частиц связано с механизмом мягких нуклон-нуклонных взаимодействий и с характером фрагментации КХД-струн. Ферми-движение нуклонов не играет существенной роли. Обсуждаются возможности модели в приложении к анализу процессов кумулятивного рождения частиц.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Production of the Cumulative Particles in the FRITIOF Model

A.S.Galoyan, V.V.Uzhinskii

In the framework of the modified FRITIOF model, the inclusive spectra of the cumulative π^0 mesons, produced in the forward direction in the nucleus-nucleus interactions at 4.5 GeV/c/nucleon, are calculated. It is shown that the model reproduces qualitatively, and in some cases quantitatively, the main experimental regularities. According to the model, the production of the cumulative particles is connected with the mechanism of the "soft" nucleon-nucleon interaction and with the character of the QCD string fragmentation. Fermi motion does not play an essential role. Possibilities of the model in an application to the cumulative-particle production processes are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Согласно весьма распространенной точке зрения, рождение кумулятивных частиц связано с существованием в ядрах тяжелых компактных объектов – флуктонов. Альтернативная возможность образования кумулятивных частиц в результате так называемого "горячего" процесса в настоящее время практически не обсуждается, хотя представления "горячих" моделей [1, 2] в несколько измененном виде нашли исключительно широкое применение в физике высоких энергий, в частности, в таких популярных моделях множественного рождения частиц, как FRITIOF [3], RQMD [4], HIJING [5]. Модели объединяет предположение о том, что "мягкие" неупругие адрон-адронные соударения имеют бинарный характер $a + b \rightarrow a' + b'$, где a' и b' — возбужденные состояния адронов. В моделях возбужденные адроны с массами $m_{a'}, m_{b'} > m_a, m_b$ рассматриваются как КХД-струны, и для описания их распадов используется LUND-модель [7].

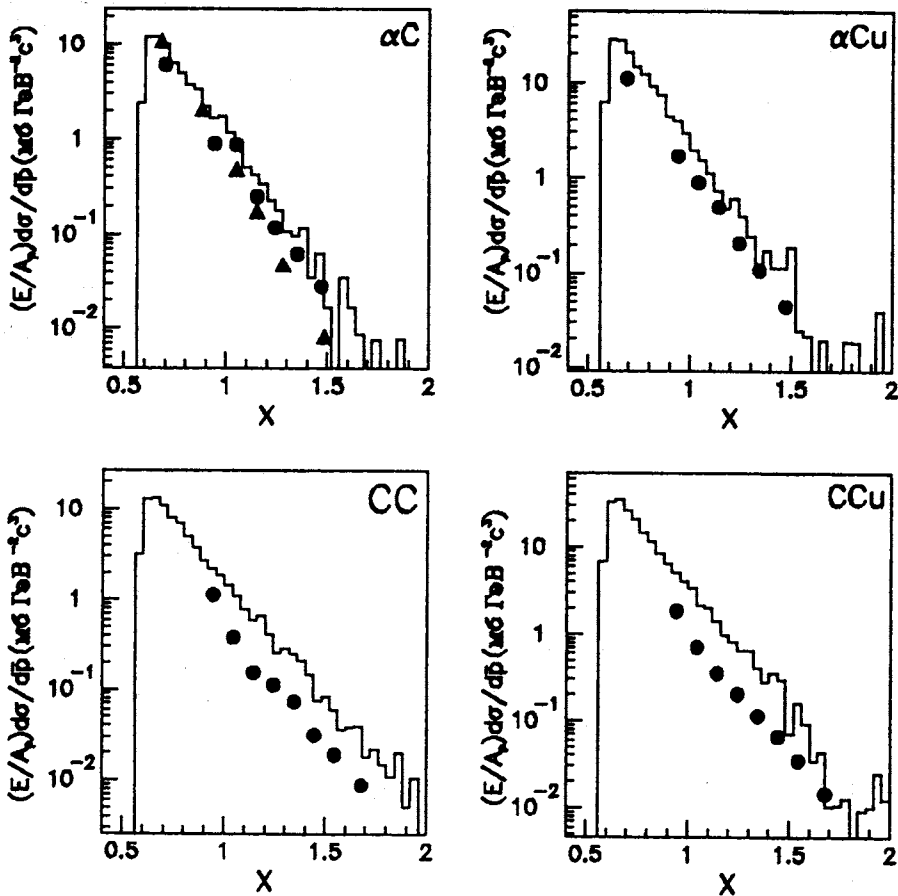


Рис. 1. Инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,5 ГэВ/нуклон. Точки – экспериментальные данные [8], гистограммы – расчеты по модели FRITIOF

В случае адрон-ядерных взаимодействий модели предполагают, что возбужденный адрон a' может сталкиваться с другими нуклонами ядра и увеличивать свою массу*. Аналогичное имеет место и в ядро-ядерных соударениях.

Как нетрудно заметить, общая картина адрон-ядерных взаимодействий, предполагаемая моделями, почти совпадает с рассмотренной в [1]. Авторы [1] считали, что в первом соударении налетающего адрона с каким-либо нуклоном ядра образуется массивная адронная система – файербол, – не включающая лидирующие частицы. Файербол в процессе своего движения в ядре сталкивается с другими нуклонами ядра, замедляется и увеличивает свою массу. В результате становится возможным рождение частиц в кинематических областях, недоступных в свободных адрон-нуклонных соударениях. Поэтому

*Подробное описание модели FRITIOF см. в [6].

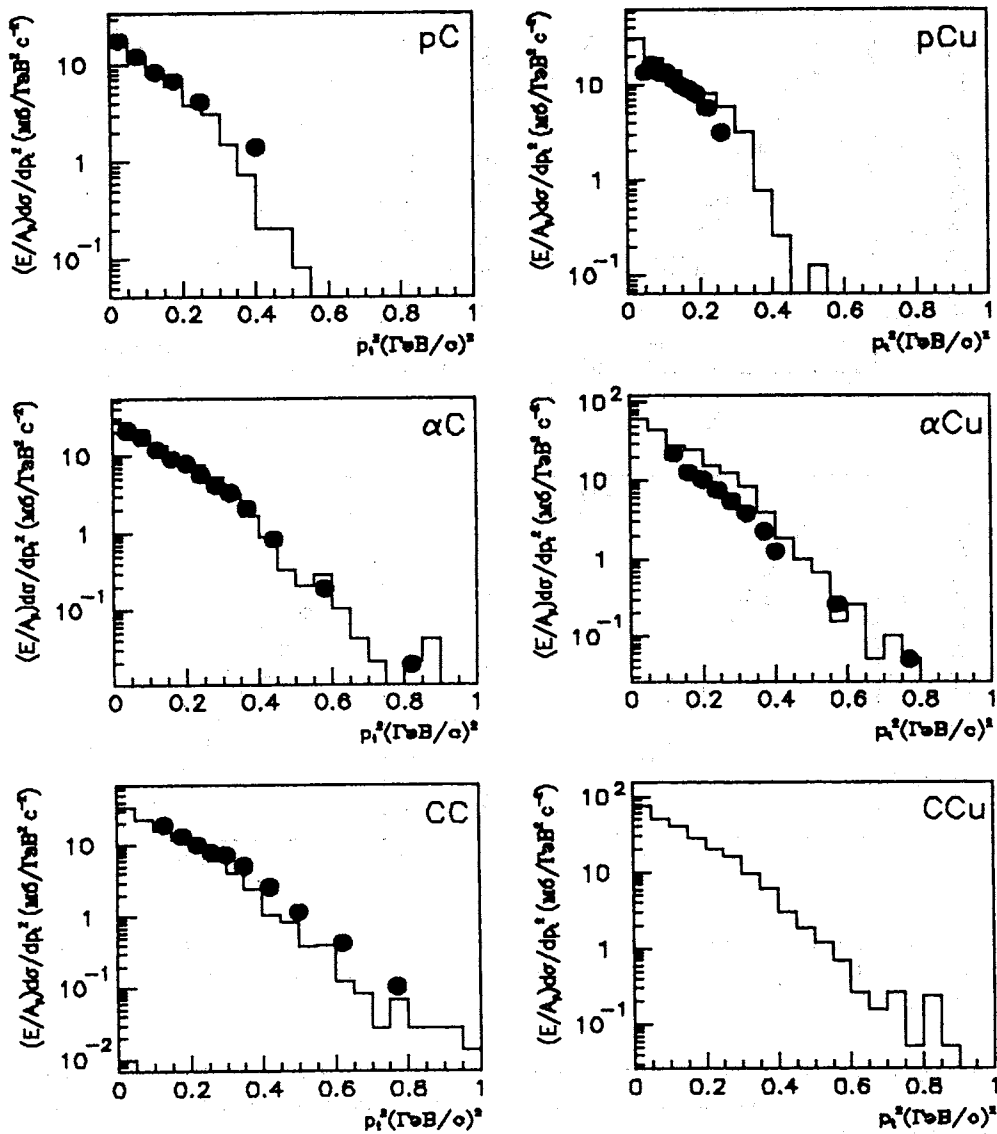


Рис. 2. Инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с/нуклон. Обозначения, как и на рис. 1

можно ожидать, что в моделях, в частности в модели FRITIOF, также должны появляться кумулятивные частицы.

На рис.1, 2 представлены экспериментальные данные [8] о рождении быстрых π^0 -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при $P = 4,5$ А ГэВ/с вместе с расчетами по модели FRITIOF, учитывающими последние коррекции [9]. Как видно, модель FRITIOF предсказывает рождение кумулятивных частиц.

В работах [8] экспериментально исследовалось рождение π^0 -мезонов в pC^- , pCu^- , αC^- , αCu^- , CC^- и CCu^- -взаимодействиях при 4,5 A_p ГэВ/с. В эксперименте с помощью 90-канального черенковского γ -спектрометра установки ФОТОН ЛВЭ регистрировались γ -кванты. После оценки фоновых процессов и идентификации π^0 -мезонов восстанавливались π^0 -мезоны с углом вылета в лабораторной системе (в системе покоя ядра-мишени) $\theta_\pi \leq 16^\circ$ и энергией $E_\pi \geq 2$ ГэВ.

На рис.1 точками представлены экспериментально измеренные инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в зависимости от кумулятивного числа X , деленные на массовое число налетающих ядер – A_p . Переменная X определялась как

$$X = \frac{m_N E_{\pi^0} - m_{\pi^0}^2 / 2}{E_N m_N - E_N E_{\pi^0} - m_N^2 + P_N P_{\pi^0} \cos \theta_{\pi^0}},$$

где m_N и m_{π^0} – массы нуклона и мезона, соответственно; P_N – импульс налетающего ядра на нуклон ($P_N = 4,5$ ГэВ/с); P_{π^0} – импульс π^0 -мезона; $E_N = \sqrt{M_N^2 + P_N^2}$, $E_{\pi^0} = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + P_{\pi^0}^2}$. Точность абсолютной нормировки сечений ~ 20 %. Статистические ошибки в пределах точек.

Расчеты сечений образования π^0 -мезонов с $E_{\pi^0} \geq 2$ ГэВ и с $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$, выполненные в рамках модели FRITIOF, представлены на рис.1 гистограммами. Расчеты нормированы на неупругие сечения ядро-ядерных взаимодействий, вычисленные в глауберовском приближении [10]. Как видно на рисунке, наклоны экспериментальных и расчетных кривых близки, однако расчетные величины сечений в 2 – 3 раза превосходят экспериментальные значения.

Лучшее согласие между расчетами и экспериментальными данными [8] наблюдается на рис.2, на котором представлены инвариантные инклюзивные сечения образования π^0 -мезонов в зависимости от квадрата поперечного импульса π^0 -мезонов. Модель воспроизводит не только форму спектров, но и абсолютные значения сечений. Причина такого разного описания экспериментальных данных рис.1, 2 нам не ясна.

Модель FRITIOF позволяет детально разобраться в механизме рождения кумулятивных частиц. На рис.3 представлены различные характеристики событий CC^- -взаимодействий, сопровождаемых рождением быстрых π^0 -мезонов. На рис.3в даны вклады в инвариантное инклюзивное сечение нуклонов налетающего ядра и нуклонов ядра-мишени (см. штриховую и пунктирную кривые, соответственно). Относительные вклады представлены на рис.3в. Как видно, вклады нуклонов ядра-мишени составляют величину $\sim 25\%$.

На рис.3г представлены средние продольные импульсы нуклонов ядра-снаряда до и после взаимодействия (сплошная и пунктирная гистограммы, соответственно). Согласно рисунку, с увеличением порядка кумулятивности из налетающего ядра отбираются все более и более энергичные нуклоны, однако учет ферми-движения не является критическим для описания инклюзивных сечений, поскольку без учета ферми-движения сечения в области $X \sim 0,9 - 1,3$ не уменьшаются на необходимую величину – изменяется только наклон дифференциальных сечений (см. рис.4). Естественно, что в ходе взаимодействия продольные импульсы налетающих нуклонов несколько уменьшаются, но это имеет место до $X \sim 1,5$. Вклад в области с большими значениями X дают нуклоны, приобретающие импульсы, превосходящие импульсы налетающих нуклонов. Особенно четко это заметно в расчетах, не учитывающих ферми-движение нуклонов (см. вставку на рис.4). Обсу-

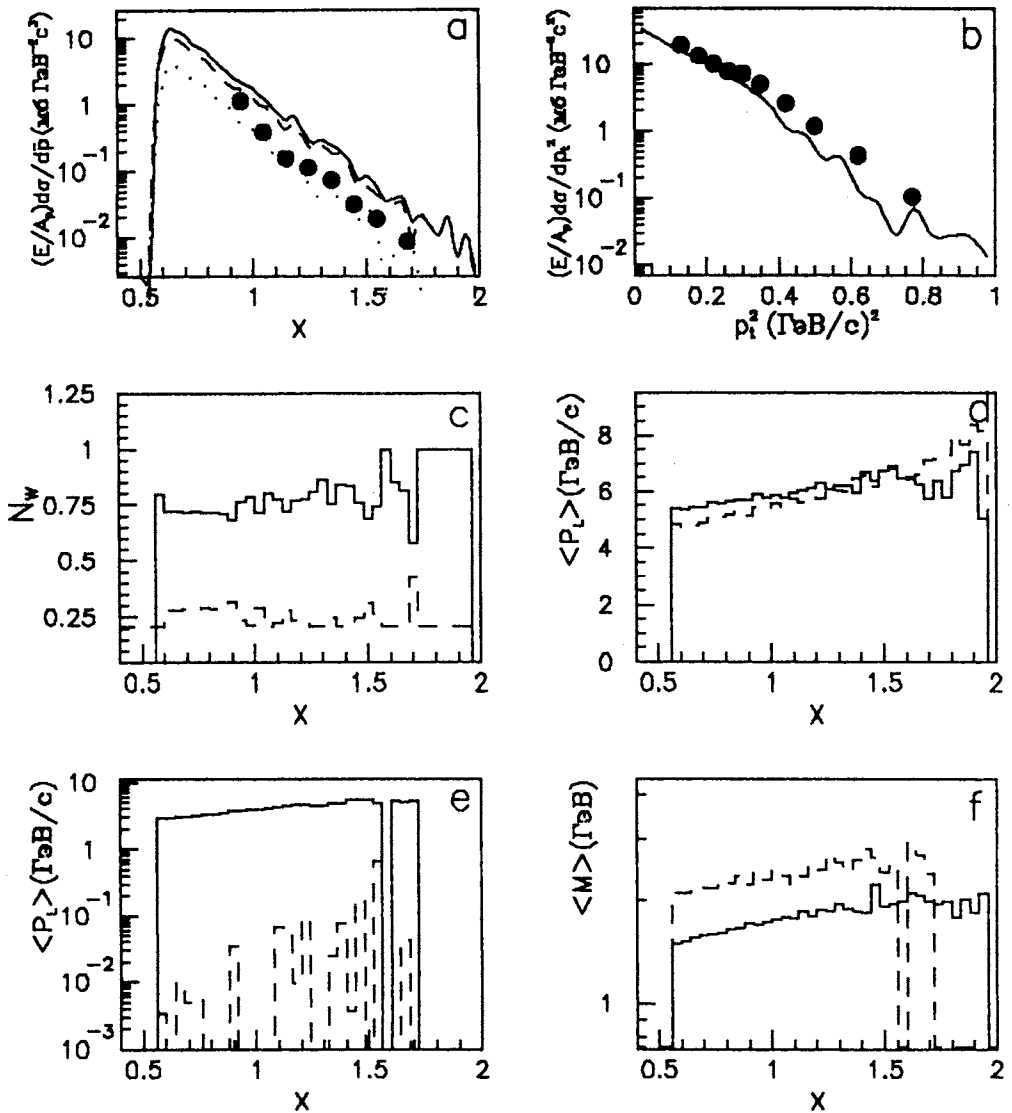


Рис. 3. Различные характеристики событий CC -взаимодействий с рождением быстрых π^0 -мезонов

ждаемый эффект ускорения нуклонов является специфической чертой предполагаемого механизма ядро-ядерных взаимодействий.

На рис.3в даны аналогичные характеристики нуклонов ядра-мишени. До взаимодействия продольный импульс нуклонов мал (см. пунктирную гистограмму). В ходе взаимодействия для рождения кумулятивных частиц вперед нуклонам необходимо приобрести заметный импульс (см. сплошную гистограмму).

На рис.3д представлены массы нуклонов ядра-снаряда и ядра-мишени после взаимодействия, дающих кумулятивный мезон (см. сплошную и пунктирную гистограммы). Как

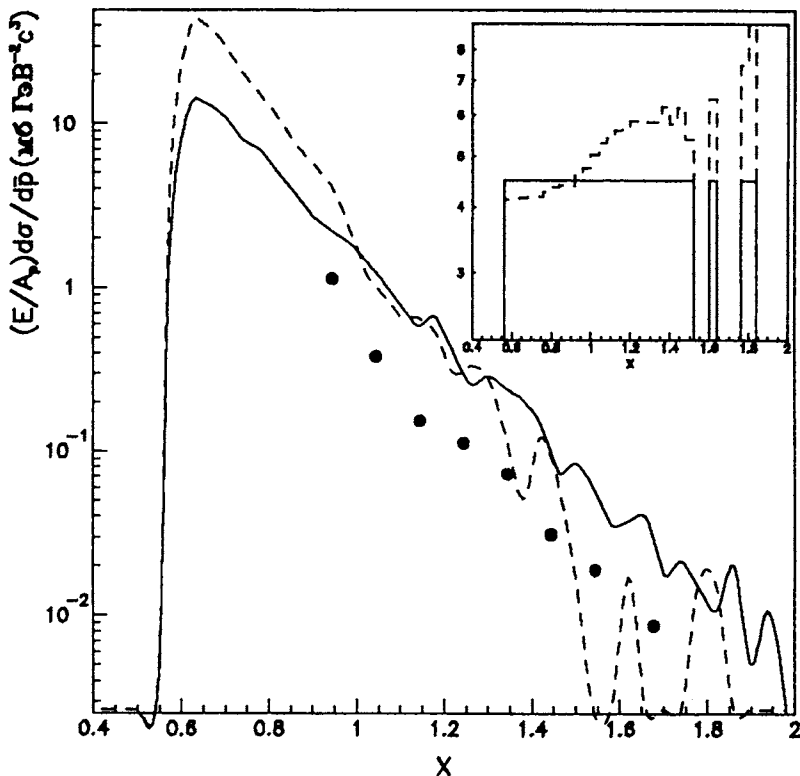


Рис. 4. Инвариантное инклюзивное сечение образования π^0 -мезонов в СС-взаимодействиях при 4,5 ГэВ/с/нуклон. Точки – экспериментальные данные [8], кривые – расчеты по модели FRITIOF

видно, нуклоны ядра-снаряда в рассматриваемом случае приобретают несколько меньшее возбуждение, нежели нуклоны ядра-мишени. Все это совпадает с основными представлениями "горячих" моделей, за исключением возможности ускорения нуклонов.

Представленные результаты позволяют надеяться на описание спектров кумулятивных π - и K -мезонов. Скорее всего, возникнут трудности с выходом протонов. Дело в том, что глауберовское приближение, используемое в модели FRITIOF, занижает множественность выбитых протонов. Поэтому потребуются учет дополнительного разрушения ядер, хотя бы в рамках подхода [11]; при этом можно ожидать наиболее яркого проявления ферми-движения нуклонов в ядрах. Возможно, применение модели релятивистской квантовой молекулярной динамики (RQMD [4]), которая описывает выход протонов учитывая вторичные взаимодействия в ядрах-остатках, позволит избежать трудностей. Однако модели не смогут предсказать выход ядер дейтерия, трития и гелия. Для их описания, по-видимому, придется учесть наличие многокварковых конфигураций в ядрах и рассмотреть фрагментацию многокварковых систем.

Первая же задача – описать абсолютные величины сечений инклюзивных реакций. Если расчетные сечения будут меньше экспериментальных, тогда серьезно встанет вопрос

об учете флуктонов в ядрах. Для решения поставленной задачи мы предполагаем прежде всего обратиться к данным по адрон-ядерным взаимодействиям.

Авторы благодарны Х.У. Абраамяну, Г.Л. Мелкумову и А.Г. Литвиненко за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Gorenstain M.I., Zinovjev G.M., Shelest V.P. — Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 100; Горенштейн М.И., Зиновьев Г.М., Шелест В.П. — ЯФ, 1977, т. 26, с. 788.
2. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. — Phys. Scripta, 1990, v. 42, p. 393; Kalinkin B.N., Gagarin Yu.F — Phys. Scripta, 1998, v. 57, p. 621.
3. Andersson B. et al. — Nucl. Phys. B, 1987, v. 281, p. 289; Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. — Comp. Phys. Comm., 1987, v. 43, p. 387.
4. Sorge H., Stöker H., Greiner W. — Ann. of Phys. (N.Y.), 1989, v. 192, p. 260; Sorge H., Stöker H., Greiner W. — Nucl. Phys. A, 1989, v. 498, p. 567c; Sorge H., Keitz A., Mattiello R., Stöker H., Greiner W. — Zeit. Phys. C, 1990, v. 47, p. 629; Sorge H., Winckelmann L.A., Stöker H., Greiner W. — Zeit. Phys. C, 1993, v. 59, p. 85.
5. Gyulassy M., Plumer M. — Phys. Lett. B, 1990, v. 243, p. 432; Wang X.-N., Gyulassy M. — Phys. Rev. C, 1991, v. 44, p. 3501.
6. Adamovich M.I. et al. (EMU-01 Collaboration) — Zeit. für Phys. A, 1997, v. 358, p. 337.
7. Sjöstrand T. — Comp. Phys. Commun., 1986, v. 39, p. 347; Sjöstrand T., Bengtsson M. — Comp. Phys. Commun., 1987, v. 43, p.367.
8. Абраамян Х.У. и др. — Препринт ОИЯИ P1-88-334, Дубна, 1988; Абраамян Х.У. и др. — Препринт ОИЯИ P1-89-240, Дубна, 1989; Abraamyan Kh.U. et al. — JINR Preprint E1-92-307, Dubna, 1992; Phys. Lett. B, 1994, v. 323, p. 1; Абраамян Х.У. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1990, №7[46]-90, с.19; Абраамян Х.У. и др. — ЯФ, 1996, т. 59, с. 271; Абраамян Х.У. и др. — ЯФ, 1997, т.60, с.2014.
9. Ганхуяг Б., Ужинский В.В. — Сообщения ОИЯИ P1-97-315, P2-97-397, Дубна, 1997.
10. Shmakov S.Yu, Uzhinski V.V., Zadorojny A.M. — Comp. Phys. Commun., 1989, v. 54, p. 125.
11. El-Waged Kh., Uzhinskii V.V. — ЯФ, 1997, т. 60, с.925.