

УДК 539.172.1

## АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР Экспериментальные результаты исследования реакций фрагментации

*М.Вытыкачова*<sup>1</sup>, *О.Главачова*<sup>2</sup>, *В.В.Глаголев*, *А.Дирнер*<sup>1</sup>,  
*А.К.Качарова*<sup>3</sup>, *Р.М.Лебедев*, *Г.Мартинска*<sup>1</sup>, *М.С.Ниорадзе*<sup>3</sup>,  
*Т.Семярчук*<sup>4</sup>, *Й.Урбан*<sup>1</sup>

В работе обсуждаются результаты исследования реакций фрагментации легких ядер с помощью 100 см водородной пузырьковой камеры. Анализ данных проводится с помощью нового инвариантного представления в пространстве 4-скоростей. Показано автомодельное поведение этих процессов и удобство работы в пучках ускоренных ядер с использованием широкоапертурного прецизионного спектрометра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Self-Similarity Properties of the Light Nuclei Collisions. Experimental Results of the Fragmentation Reactions Investigation

*M. Vytykáčová et al.*

The results of investigation of light nuclei fragmentation reactions from the 100 cm hydrogen bubble chamber have been discussed. A comparison of data has been carried out by means of the new invariant representation in the 4-velocity space. We demonstrate the self-similarity behaviour of these processes and the preference of working in accelerated nuclei beams using a precision spectrometer.

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

#### 1. Введение

В работе [1] введено новое представление данных по фрагментации релятивистских ядер в реакциях типа



<sup>1</sup>Университет им. П.Й.Шафарика, Кошице, Словакия

<sup>2</sup>Технический университет, Кошице, Словакия

<sup>3</sup>Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета

<sup>4</sup>Институт ядерных исследований, Варшава

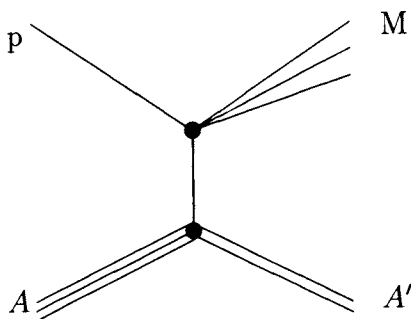


Рис.1. Схематическое представление процесса фрагментации

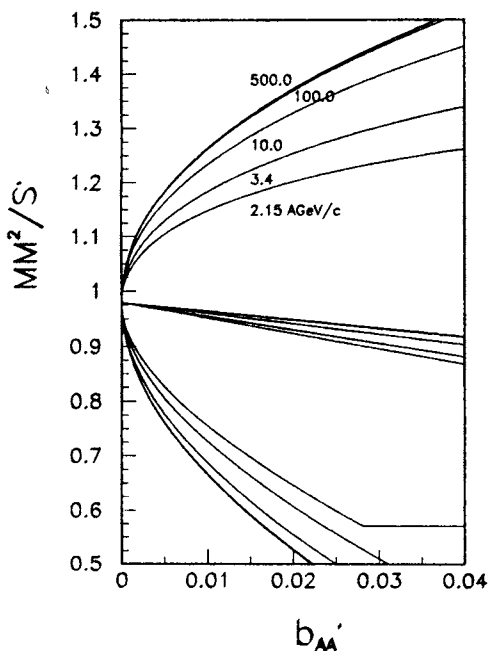


Рис.2. Граничные контуры для реакции  ${}^3\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  в области фрагментации при различных импульсах падающего протона

## 2. Экспериментальные результаты

В течение ряда лет с помощью 100 см водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной в пучках релятивистских ядер, был накоплен большой материал по

основным отличием которого от диаграммы типа Чу-Лоу является использование вместо величины четырехмерного переданного импульса  $|t|$  относительной четырехмерной скорости [2]:

$$b_{AA'} = - \left( \frac{P_A}{M_A} - \frac{P_{A'}}{M_{A'}} \right)^2. \quad (2)$$

Здесь индексы  $A$  и  $A'$  относятся к исходному ядру и фрагменту,  $P$  — четырехмерные импульсы.

Другим отличием является способ нормировки квадрата недостающей массы

$$MM^2 = (P_p + P_A - P_{A'})^2$$

к измеряемому фрагменту  $A'$ . В качестве нормирующей величины используется квадрат полной энергии  $S'$ , системы из падающей частицы и части ядра, с которой происходит взаимодействие  $R = A - A'$ :

$$S' = (P_p - P_R)^2.$$

Таким образом, для процесса, условно представляемого схемой на рис.1, строится двумерная диаграмма:

$\left[ \frac{MM^2}{S'} \text{ vs } b_{AA'} \right]$ . На рис.2 мы приводим серию граничных контуров в области фрагментации (малые  $b_{AA'}$ ) для реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при 2,15 А ГэВ/с при различных импульсах падающего протона (от 2 до 500 ГэВ/с). Видна автомодельность поведения реакций фрагментации, выражающаяся в стремлении для данной реакции ширины контура к постоянному значению при увеличении энергии столкновения. Такое поведение, как показано в работе [1], имеет кинематическую природу.

взаимодействиям легких ядер ( $d$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$ ) с протонами [3]. Эти данные мы и используем при дальнейшем рассмотрении.

На рис.3а и б приведены данные по реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при двух импульсах (2,15 и 3,4 А ГэВ/с) вместе с граничным контуром диаграммы. Показана также «средняя» линия, соответствующая случаю, когда в системе покоя ядра А импульсы падающего протона и вылетающего фрагмента ортогональны, т.е.  $\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{p}_{A'} = 0$ .

Видно, что точки, представляющие экспериментальные события, в основном вписываются в соответствующий контур. Выпадение отдельных точек за границы контура связано с ошибками измерений. Подавляющее большинство событий с фрагментом-триконом содержится в области малых  $b_{AA'}$  ( $< 0,04$ ), т.е., как и предсказывалось в работе [4]. Например, из 2808 событий на рис.3а только 2 имеют значения  $b_{AA'} > 0,04$ .

Аналогичная картина видна и для реакции  ${}^3\text{He}p \rightarrow dpp$  при 4,5 А ГэВ/с, диаграмма для которой показана на рис.4.

Контур предлагаемой диаграммы естественным образом ограничен снизу пороговым значением  $\frac{M_x^2}{S'}$ , где  $M_x$  — сумма масс частиц в верхнем узле диаграммы рис.1. Это можно продемонстрировать на примере двух реакций  $dp \rightarrow ppp$  и  $dp \rightarrow ppp\pi^-$  при 1,6 А ГэВ/с, данные для которых приводятся на рис.5а. Здесь нижние горизонтальные границы диаграмм соответствуют сумме масс двух нуклонов либо сумме масс двух нуклонов и  $\pi$ -мезона (для второй реакции).

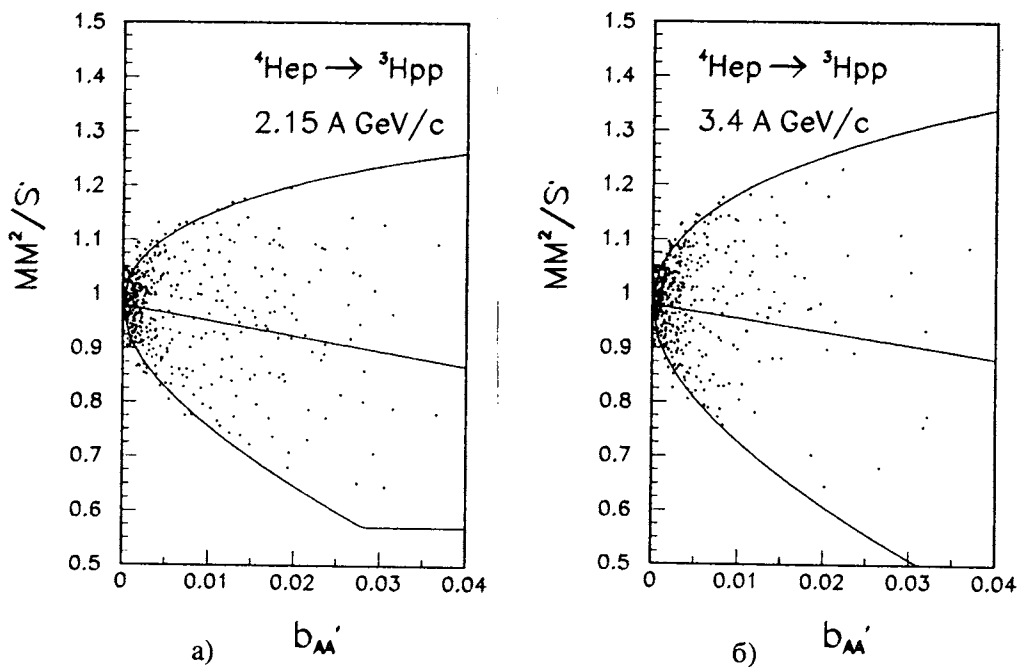


Рис.3. Диаграмма  $MM^2/S'$  vs  $b_{AA'}$  для реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при 2,15 А ГэВ/с (а) и 3,4 А ГэВ/с (б)

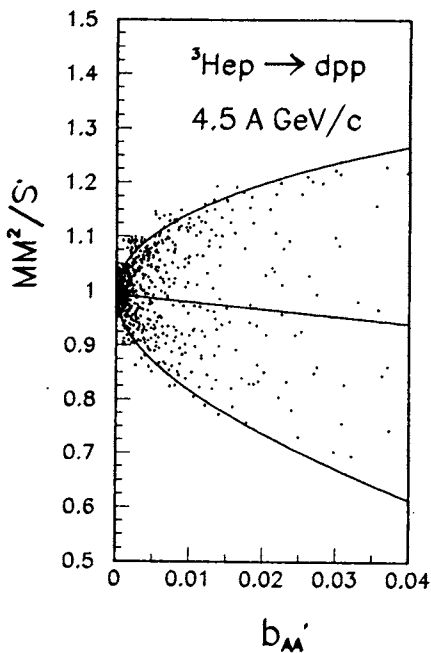


Рис.4. Та же диаграмма, что и на рис.3, для реакции  ${}^3\text{He} \rightarrow {}^2\text{He}pp$  при 4,5 А ГэВ/с

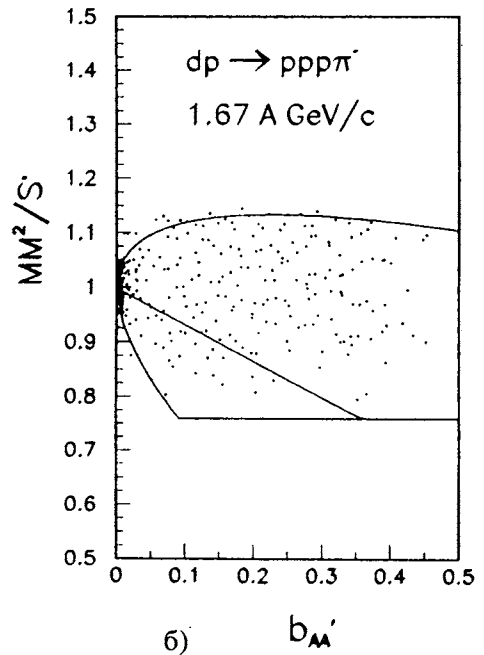
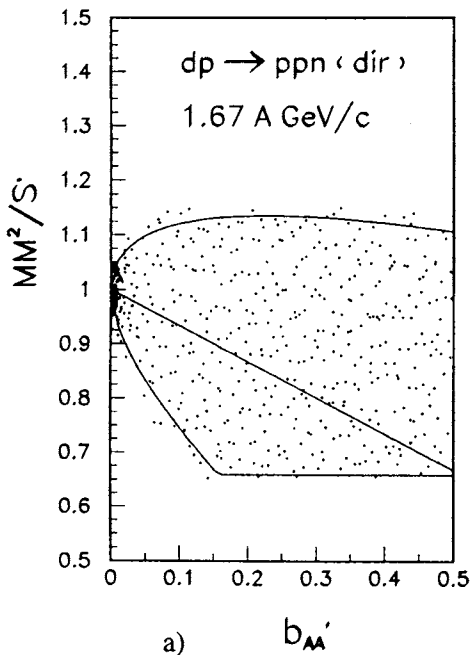


Рис.5. Диаграммы для процессов  $dp \rightarrow ppp$  (а) и  $dp \rightarrow ppp\pi^-$  (б) при 1,67 А ГэВ/с

Поскольку рассматриваемые нами в данной работе реакции имеют характер квазинуклонного столкновения, попытаемся применить предложенную в [1] формулу для определения энергии связи фрагмента в исходном ядре  $\varepsilon$ :

$$\frac{MM^2}{S'} \approx 1 - \frac{\varepsilon}{M_p} \quad (3)$$

Для этой цели, например, рассмотрим диаграмму для событий реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$  при малых  $b_{AA'}$ .

На рис.6а представлены эти данные в области  $b_{AA'} < 5 \cdot 10^{-4}$ .

Проецируя экспериментальные точки на ось ординат, получаем распределение по  $MM^2/S'$  (рис.6б), из которого после фитирования по Гауссу оцениваем среднее значение  $\langle \frac{MM^2}{S'} \rangle = 0,9780 \pm 0,0013$ .

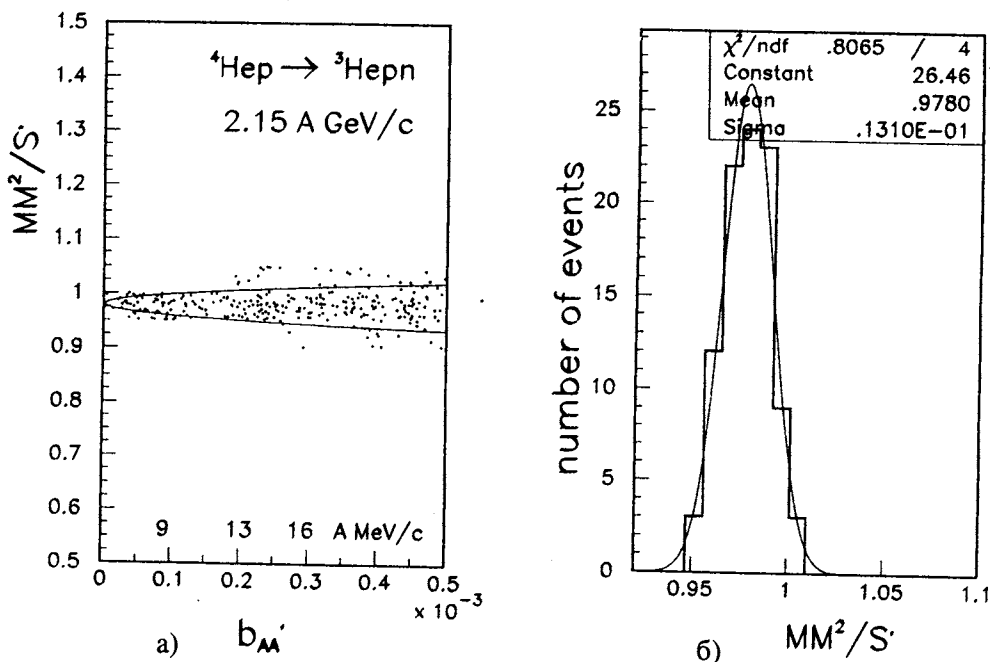


Рис.6. а) Диаграмма для реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n$  при 2,15 А ГэВ/с в области  $b_{AA'} < 5 \cdot 10^{-4}$ , верхняя шкала на оси абсцисс — импульс фрагмента на нуклон в системе покоя исходного ядра; б) распределение по величине  $\frac{MM^2}{S'}$  для  $b_{AA'} < 2 \cdot 10^{-4}$  (импульс  ${}^3\text{He}$  в системе покоя  ${}^4\text{He}$  меньше 13 А МэВ/с)

Отсюда, используя выражение (3), получаем для энергии связи  ${}^3\text{He}$  в ядре  ${}^4\text{He}$   $\epsilon = (20,6 \pm 1,3)$  МэВ/с<sup>2</sup>, что находится в хорошем согласии со значением  $\epsilon_f = 20,57$  МэВ/с<sup>2</sup>, вычисленным из известных величин масс  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  $n$ .

Используя точное выражение

$$\frac{MM^2}{S'} = 1 - 2\epsilon \frac{(M_p + E_p)}{S'} + \frac{\epsilon^2}{S'}, \tag{4}$$

получим  $\epsilon = (20,7 \pm 1,3)$  МэВ/с<sup>2</sup>.

На рис.6а для оси абсцисс кроме шкалы  $b_{AA'}$  приведена шкала импульсов в системе покоя ядра А. Видно, что вследствие малых величин импульсов фрагментов предлагаемый метод определения энергии связи не может быть применен к фрагментации покоящегося исходного ядра (мишень). Необходимой является работа в пучках ускоренных ядер с прецизионным измерением импульсов быстрых фрагментов в области  $b_{AA'} \rightarrow 0$ .

Наконец, использование предложенной диаграммы поможет понять и скорректировать данные, получаемые при облучении покоящейся мишени, с отбором фрагментов в ограниченной угловой апертуре.

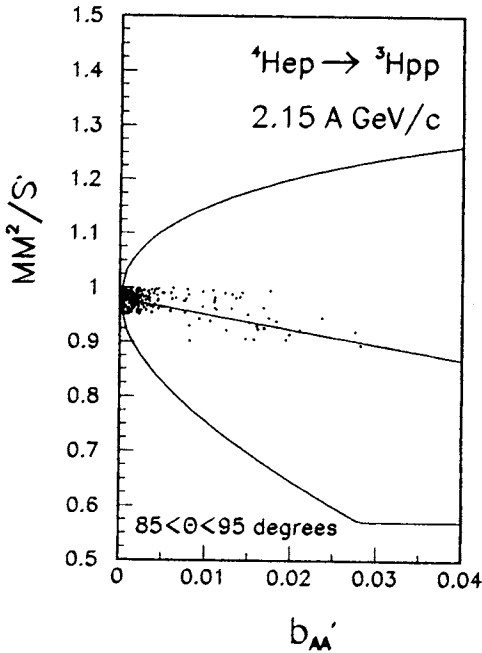


Рис.7. Диаграмма для реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$  при 2,15 А ГэВ/с для случая вылета фрагментов  ${}^3\text{He}$  в диапазоне углов  $85 < \theta < 95^\circ$  (система покоя ядра  ${}^4\text{He}$ )

На примере реакции  ${}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$  продемонстрирован метод определения энергии связи ядра-фрагмента в исходном ядре.

Показано преимущество работы в пучках ускоренных ядер с использованием широкоапертурных прецизионных спектрометров, в том числе и для уменьшения искажений при исследовании процессов фрагментации.

Авторы благодарны Н.М.Пискунову и Е.А.Строковскому за полезные советы, А.П.Богословской — за техническую помощь при организации базы данных, В.В.Илюшенко — за помощь в оформлении работы.

### Литература

1. Глаголев В.В., Мартинска Г., Урбан Й. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1998, № 3[89]-98, с.31.
2. Baldin A.M. — Nucl. Phys., 1985, A447, p 203c.
3. Glagolev V.V. — Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), 1994, 36, p.509.
4. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Лекции для молодых ученых. ОИЯИ, P1-87-912, Дубна, 1987.

Например, при отборе фрагментов трития вблизи  $90^\circ$  в  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}p$  реакции диаграмма заполняется лишь частично, как видно из рис.7, где показаны события в ограниченном интервале углов вылета ядер трития [ $85^\circ, 95^\circ$ ]. Это приводит к изменению, например, параметра наклона в распределении  $\frac{d\sigma}{db_{AA'}} = A + B \exp(\alpha \cdot b_{AA'})$ .

Так, если для полного набора событий (2810 событий) наклон  $\alpha = -391,4 \pm 9,4$ , то для указанной выборки (229 событий)  $\alpha = -443,9 \pm 39,1$ .

### 3. Заключение

В работе показаны отдельные стороны применения новой диаграммы для реакций фрагментации легких ядер. Видно, как и ожидалось, что фрагментация идет главным образом при малых значениях квадрата относительной 4-скорости  $b_{AA'}$ . Заполнение диаграмм событиями при различных энергиях находится в рамках расчетных контуров и подтверждает тем самым автомодельное поведение реакций при малых  $b_{AA'}$ , т.е. в области фрагментации.