



УДК 539.172.1

## АВТОМОДЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР

### Способ представления данных

*В.В.Глаголев, Г.Мартинска\*, Й.Урбан\**

В работе предложен новый тип представления данных по фрагментации ядер. Показано обусловленное кинематикой автомодельное поведение этих процессов. Подчеркнуто удобство работы в пучках ускоренных ядер, в частности, для определения энергии связи широкого класса ядерных фрагментов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Self-Similarity Properties of Light Nuclei Collisions. Method of Data Representation

*V.V.Glagolev, G.Martinská, J.Urbán*

A new kind of representation of the nuclei fragmentation data is suggested. The self-similarity behaviour of these processes called out by the kinematics is demonstrated. The convenience of working in accelerated nuclei beams is underlined, particularly for the determination of the binding energy of a wide class of nuclei fragments.

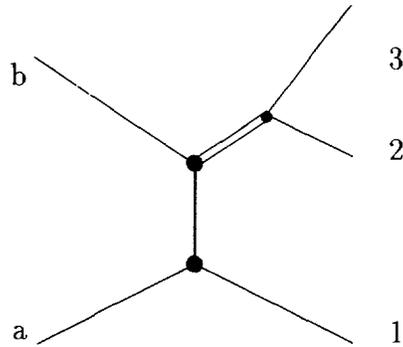
The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

#### 1. Введение

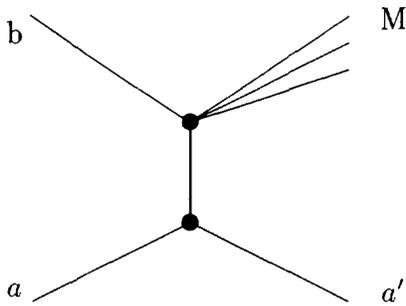
К настоящему времени накоплен обширный материал по взаимодействиям легких ядер ( $d$ ,  $^3\text{He}$ ;  $^4\text{He}$ ) с протонами в условиях  $4\pi$ -геометрии в водородной пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ. Надежно выделены отдельные реакции фрагментации, как безмезонные, так и с рождением  $\pi$ -мезонов [1].

Появилась возможность сравнить характер реакций с выходом фрагментов при различных энергиях. Одно из классических применяемых представлений данных — диаграмма Чу-Лоу [2] — использовалась обычно для процессов  $2 \rightarrow 3$  (рис.1а) и множественных процессов в варианте диаграммы (рис.1б). Авторы оригинальной работы [2] под названием «Нестабильные частицы как мишени в экспериментах по рассеянию» применили двумерную диаграмму типа  $[M^2 \text{ vs } |t|]$  для анализа процессов  $(\pi - \pi)$ - или

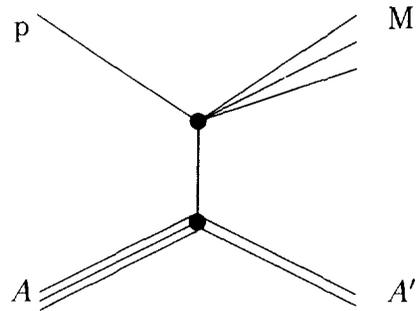
\* Университет им. П.Й.Шафарика, Кошнице, Словакия



а)



б)



в)

Рис.1. Схематическое представление процессов  $2 \rightarrow 3$  (а), множественных процессов (б) и фрагментации (в)

( $n - n$ )-рассеяния. Указанная диаграмма вошла в учебники по кинематике частиц (см., например, [3]).

В случае столкновений ядер образуются фрагменты  $A'$ , значительно отличающиеся по массе от исходного ядра  $A$ . Сопоставление реакций с использованием диаграммы Чу-Лоу становится неудобным хотя бы из-за слишком большой разницы в квадрате передаваемого 4-импульса, приводящей к «разбеганию» массивов событий на диаграмме для реакций с выходом различных фрагментов. Это видно из рис.2, на котором показана диаграмма Чу-Лоу для двух реакций с выходом фрагментов  ${}^3\text{H}$ - и  ${}^2\text{H}$ - в  ${}^4\text{He}$ -столкновениях при 2,15 А ГэВ/с.

## 2. Новое представление данных по фрагментации

Рассмотрим простой случай протон-ядерного взаимодействия, не меняющий общности предлагаемого варианта представления данных по фрагментации:  $p + A \rightarrow A' + X$ .

Основным отличием от диаграммы Чу-Лоу является применение вместо величины квадрата относительной 4-скорости  $b_{AA'}$ , введенной А.М.Балдиным [4]:

$$b_{AA'} = - \left( \frac{P_A}{M_A} - \frac{P_{A'}}{M_{A'}} \right)^2 = \left. \vphantom{b_{AA'}} \right|_{P_A=0} 2 \left( \frac{E_{A'}}{M_{A'}} - 1 \right). \quad (1)$$

Здесь и далее  $P$  — 4-импульс,  $M$  — масса.

Эта переменная наиболее удобна при рассмотрении процессов релятивистской ядерной физики, и широко используется.

Другое отличие заключается в способе нормировки квадрата недостающей массы  $MM^2$  к изучаемому фрагменту  $A'$ .

В обозначениях диаграммы рис.1в  $M$  можно представить как продукт взаимодействия падающего протона с частью ядра  $A$ , которую обозначим как  $R$  (recoil), находящейся вне массовой поверхности.

Дальнейшие выкладки удобнее проводить в системе покоя ядра  $A$ , хотя используемые величины являются инвариантными. В соответствии со сказанным выше, введем индексы:  $A$  — для исходного ядра,  $A'$  — для фрагмента (спектатора),  $R$  — для остальной части ядра,  $p$  — для падающего протона (projectile).

Тогда, предполагая, что  $\mathbf{p}_{A'} = -\mathbf{p}_R$  и что вся немассовость отнесена к  $M_R$ , можем записать:

$$M_A = E_R + E_{A'},$$

$$M_R^2 = E_R^2 - \mathbf{p}_{A'}^2 = M_A^2 - 2M_A E_{A'} + M_{A'}^2. \quad (2)$$

В этом случае квадрат полной энергии для верхнего узла диаграммы рис.1в, или, что то же самое, квадрат недостающей массы  $MM^2$  к фрагменту  $A'$  выразим как

$$MM^2 = [M_p^2 + M_R^2 + 2E_p E_R] + 2\mathbf{p}_{A'} \cdot \mathbf{p}_p. \quad (3)$$

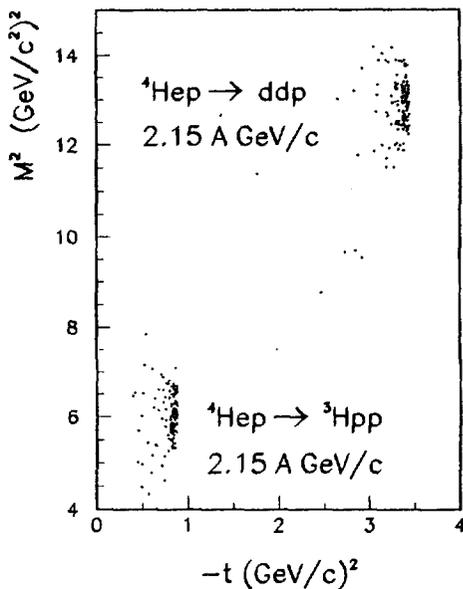


Рис.2. Диаграмма Чу-Лоу для  ${}^4\text{He}$ -столкновений при  $2.15 \text{ А ГэВ/с}$  с выходом фрагментов ядер дейтерия и трития

Здесь в квадратные скобки заключено выражение, идентичное квадрату полной энергии  $S$  в столкновении падающей частицы (протона) с частью ядра  $A$  за вычетом фрагмента  $A'$  (т.е. с  $R$  вне массовой поверхности).

Отсюда возникает вариант использования для нормировки величины  $S'$ , записываемой в системе покоя остатка « $R$ » на массовой поверхности:

$$S' = (P_p + P_{\langle R \rangle})^2 = M_p^2 + M_{\langle R \rangle}^2 + 2E_p M_{\langle R \rangle}.$$

Тогда из (2) и (3):

$$\frac{MM^2}{S'} = \frac{M_A^2 - 2M_A E_{A'} + M_{A'}^2 + M_p^2 + 2(M_A - E_{A'})E_p}{S'} + \frac{2p_p p_{A'}}{S'}, \quad (4)$$

или, что то же самое,

$$\frac{MM^2}{S'} = \frac{(P_p + P_A - P_{A'})^2}{S'}. \quad (5)$$

Экспериментальные данные предлагается представлять в виде двумерной диаграммы  $\frac{MM^2}{S'}$  vs  $b_{AA'}$ .

Из (4) легко получить выражение для контура диаграммы:

$$\begin{aligned} \frac{MM^2}{S'} = & \frac{(M_A - M_{A'})^2 + 2E_p(M_A - M_{A'}) + M_p^2}{S'} - \frac{M_{A'}(M_A + E_p)}{S'} b_{AA'} \pm \\ & \pm \frac{2M_{A'} |p_p| \sqrt{b_{AA'} + \frac{b_{AA'}^2}{4}}}{S'}, \end{aligned} \quad (6)$$

который ограничен снизу величиной

$$\frac{M_x^2}{S'},$$

где  $M_x$  есть сумма масс частиц в верхнем узле диаграммы рис.1в.

В качестве примера на рис.3 приведен полный контур для реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при 2,15 А ГэВ/с.

Обсудим применение введенного представления для процессов фрагментации, которые характеризуются величинами  $b_{AA'} \ll 1$  [5]. Примеры контуров в области фрагментации для указанной реакции приведены на рис.4 для нескольких импульсов падающего протона от 2 до 500 ГэВ/с. Кроме граничных контуров на рисунке показаны также срединные линии, соответствующие первым двум членам выражения (6).

В этой области наблюдается характерное асимптотическое поведение для ширины диаграммы. Под шириной  $\Gamma$  подразумевается расстояние между нижней и верхней границами диаграммы (физической области) при заданном значении  $b_{AA'}$ .

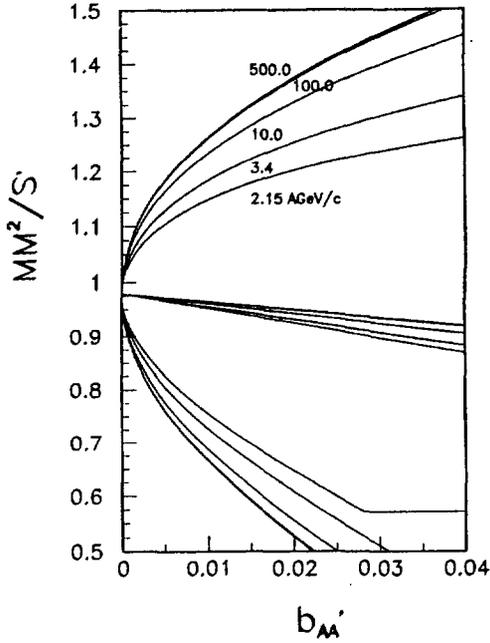
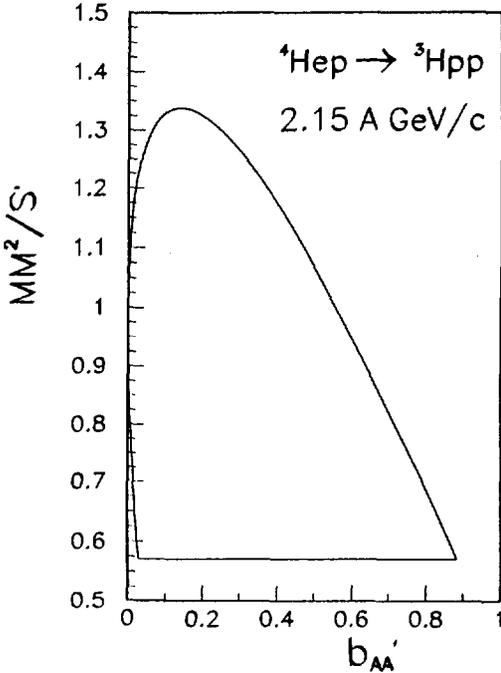


Рис.3. Граничный контур диаграммы типа  $\left(\frac{MM^2}{S'} \text{ vs } b_{AA'}\right)$  для реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при 2,15 А ГэВ/с

Рис.4. Граничные контуры для той же реакции, что и на рис.3, в области фрагментации при различных импульсах падающего протона

Из выражения (6) для области малых  $b_{AA'}$  отношение ширин

$$\Gamma = \frac{4M_{A'} |p_p| \sqrt{b_{AA'} + \frac{b_{AA'}^2}{4}}}{S'}$$

при двух различных энергиях для конкретной реакции (заданные  $A$  и  $A'$ ) не зависит от  $b_{AA'}$  и при увеличении энергии стремится к 1. Это хорошо видно на рис.5, на котором приведено отношение ширин при указанном на оси абсцисс значении импульса падающей частицы и вдвое большем.

Таким образом, демонстрируется следующее из кинематики автомодельное поведение процессов фрагментации.

Отметим еще одну, полезную для приложений, особенность диаграммы. При  $b_{AA'} \approx 0$  ветви диаграммы сходятся в точке

$$\frac{MM^2}{S'} = 1 - 2\varepsilon \frac{(M_{\text{«R»}} + E_p)}{S'} + \frac{\varepsilon^2}{S'}, \tag{7}$$

где  $\varepsilon$  — энергия связи фрагмента  $A'$  в исходном ядре  $A$ .

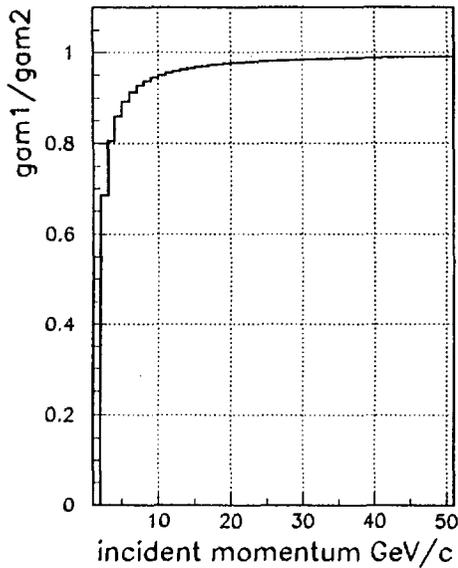


Рис.5. Отношение ширин диаграмм в области фрагментации при указанном на оси абсцисс импульсе падающего протона и вдвое большем

Предложен способ определения энергии связи фрагментов в исходном ядре. Показано, что для этой цели необходима работа в пучках ускоренных ядер с использованием прецизионных спектрометров.

Авторы благодарны А.М.Балдину за стимулирующее обсуждение.

### Литература

1. Glagolev V.V. — Nucl. Phys. (Proc. Suppl.), 1994, 36, p.509.
2. Chew G.F., Low F.E. — Phys. Rev, 1959, 113, No.6, p.1640.
3. Byckling E., Kajantie K. — Particle Kinematics, London–New York–Sydney–Toronto. John Wiley and Sons, 1973.
4. Baldin A.M. — Nucl. Phys. 1985, A447, p.203.
5. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Лекции для молодых ученых. ОИЯИ, Р1-87-912, Дубна, 1987
6. Вытыкачова М. и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, 1998, № 3[89]-98, с.37.

В частности, для квази- $NN$ -рассеяния это выражение с точностью до  $10^{-4}$  переходит в

$$\frac{MM^2}{S'} \simeq 1 - \frac{\epsilon}{M_p},$$

что дает возможность определения энергии связи различных фрагментов, включая нестабильные.

Метод оправдан при работе в пучках ускоренных ядер с использованием прецизионных спектрометров, так как необходима надежная идентификация фрагментов и высокая точность измерения импульсов в области малых значений  $b_{AA'}$  [6]

### 3. Заключение

Введено новое представление данных по фрагментации ядер. С его помощью показано автомодельное поведение процессов фрагментации легких ядер в области малых значений  $b_{AA'}$ .