

## АЛЬФА-ЧАСТИЦЫ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ ИЗ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

*В.М.Колыбасов, Ю.Н.Сокольских*

Показано, что высокоимпульсный хвост в распределении по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц, образующихся при релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях, естественным образом объясняется в модели слипания и не требует привлечения "экзотических" механизмов.

При исследовании ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях в первую очередь привлекают внимание те характеристики продуктов реакции, чье поведение является неожиданным и которые поэтому должны быть проанализированы для выяснения вопроса, не содержат ли они указания на образование новых форм ядерного вещества или на проявление "экзотических" механизмов реакции. Одной из таких характеристик является распределение по поперечному импульсу  $p_T$   $\alpha$ -фрагментов ядра-снаряда при взаимодействиях ядер  $^{22}\text{Ne}$  с импульсом 4,1 ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии <sup>1</sup>. В этом распределении на статистике более 3300  $\alpha$ -частиц обнаружен полого спадающий высокоимпульсный хвост, начинающийся при  $p_T \sim 0,8$  ГэВ/с (т.е. около 0,2 ГэВ/с на нуклон) и тянущийся до 3 ГэВ/с. Ранее такой же хвост, правда на значительно меньшей статистике, отмечался при взаимодействиях легких ядер ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) с импульсом 2,9 ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии <sup>2</sup>.

Для объяснения распределения  $\alpha$ -частиц по  $p_T$  мы использовали модель слипания, предложенную в <sup>3, 4</sup>. Как показано в <sup>5</sup>, предпочтительным является простейший вариант модели <sup>4</sup>, исходящий из того, что при взаимодействии быстрой частицы или ядра с ядром независимо друг от друга образуются несколько ( $A_F$ ) нуклонов. Если импульсы их относительного движения меньше некоторого  $p_0$ , являющегося параметром модели, происходит слипание этих нуклонов в фрагмент с атомным весом  $A_F$ . Дифференциальное сечение фрагментов с импульсом  $p_F$  выражается через дифференциальное сечение вылета нуклонов с импульсом  $p_n = p_F/A_F$ :

$$E_F \frac{d^3 \sigma_F}{d^3 p_F} = C_F (E_n \frac{d^3 \sigma_n}{d^3 p_n})^{A_F} \quad (1)$$

$$C_F = \left( \frac{N_T + N_P}{Z_T + Z_P} \right)^{N_F} \frac{1}{A_F^2 N_F! Z_F!} \left( \frac{4\pi p_0^3}{3 m_p \sigma_{in}} \right)^{A_F - 1} \quad (1a)$$

$A, N, Z$  — массовые числа, нейтронов и протонов, индексы  $F, T, P$  относятся к фрагменту, мишени и налетающему ядру,  $\sigma_{in}$  — сечение неупругого взаимодействия двух ядер.

Хотя модель слипания нельзя считать строго обоснованной, наш выбор основывался на двух обстоятельствах: а) во многих случаях модель успешно описывает спектры легких частиц как из протон-ядерных, так и из ядро-ядерных взаимодействий (см., например, <sup>6, 7</sup>); б) распределение по  $p_T$  быстрых протонов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях, имеет излом примерно в той же области  $p_T$  ( $\sim 0,2$  ГэВ/с), что и распределение  $\alpha$ -частиц (если брать импульс на один нуклон). Это как раз то, что должно иметь место в модели слипания. В качестве исходных данных использовались распределения протонов из работ <sup>1, 2, 7</sup>, которые, как видно из рис. 1а, близки друг к другу. (Известно <sup>7</sup>, что распределения по  $p_T$  слабо зависят от энергии и сорта налетающего ядра). На рисунке приведены данные для протонов, образующихся при взаимодействии: а) ядер С, N, O с импульсом 2,9 ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии <sup>2</sup> (сплошная линия); б) ядер  $\alpha$  и С с импульсами 0,95, 1,75, 2,9 ГэВ/нуклон с ядрами <sup>12</sup>С <sup>7</sup> (пунктирная линия); в) ядер <sup>22</sup>Ne с импульсом 4,1 ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии <sup>1</sup> (кружки). Так как экспериментально <sup>1</sup> известно лишь распределение  $\alpha$ -частиц по  $p_T$ , а не двойное дифференциальное сечение, требующееся для применения формулы (1), мы от (1) переходили к соотношению, связывающему распределение  $d\sigma/dp_T$  для нуклонов и  $\alpha$ -частиц. При этом делались предположения о том, что распределения по поперечному и продольному импульсам факторизуются и распределение по продольному импульсу можно аппроксимировать гауссоидой с характерным параметром 70 МэВ/с. Эти предположения хорошо согласуются с данными работы <sup>7</sup> при импульсе 2,9 ГэВ/нуклон, где измерялись двойные дифференциальные сечения.

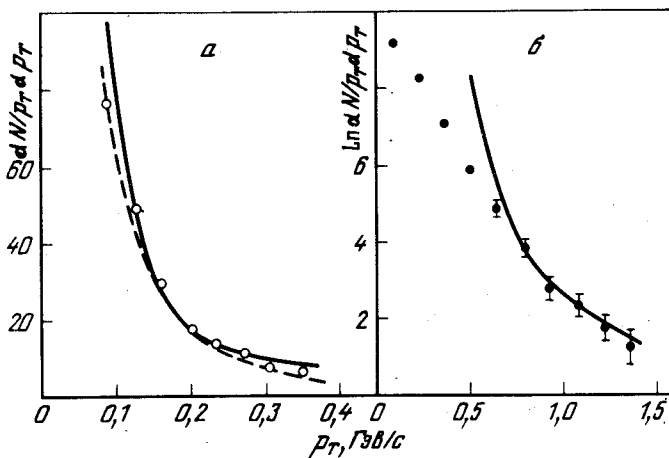


Рис. 1. а — Распределение по  $p_T$  протонов из ядро-ядерных взаимодействий (см. текст); б — сравнение экспериментальных данных по  $p_T$  — распределению  $\alpha$ -частиц из взаимодействий <sup>22</sup>Ne с импульсом 4,1 ГэВ/нуклон с ядрами фотоэмульсии с расчетом по модели слипания (сплошная линия). Масштаб логарифмический

Результаты расчета распределения  $\alpha$ -частиц по  $p_T$  и их сравнение с экспериментальными данными приведены на рис. 1б. Видно, что наиболее интересная, высокоимпульсная, часть спектра хорошо описывается в модели слипания, не требуя привлечения каких-либо “экзотических” механизмов. Согласие по абсолютным значениям сечений достигается при значении параметра  $p_0 = 280$  МэВ/с, что близко к величине 290 МэВ/с, полученной при описании

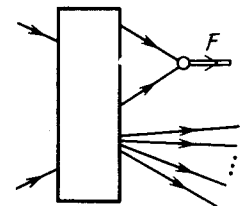


Рис. 2. График, отвечающий образованию легкого фрагмента

спектров дейтронов и  $\alpha$ -частиц в работе <sup>7</sup>. По поводу большой величины  $p_0$  заметим следующее. Рассмотрим график рис.2, соответствующий образованию легкого фрагмента (пусть для простоты им является дейтрон). Прямоугольный блок отвечает образованию нуклонов. Если считать этот блок константой, то амплитуда, которую нужно сопоставлять рис.2, пропорциональна волновой функции дейтрона в нуле. Отсюда следует, что должны входить параметры порядка 200 МэВ/с, определяющие поведение волновой функции на малых расстояниях, т.е. связанные с кором. Кроме того, известно, что для реалистических потенциалов  $\psi(0)$  зануляется, из чего следует существенная зависимость результата от поведения прямоугольного блока, что должно, вообще говоря, приводить к зависимости  $p_0$  от сорта частиц, типов ядер и кинематических условий эксперимента.

Отличие спектров при малых  $p_T$  может быть следствием как того, что здесь существенную роль играют другие механизмы образования  $\alpha$ -частиц, так и того, что при малых  $p_T$  важны когерентные эффекты, и формулы модели слипания, которые эти эффекты не учитывают, становятся неприменимы.

Авторы выражают благодарность М.И.Третьяковой за многочисленные обсуждения, и И.С.Шапиро за привлечение нашего внимания к данной задаче и плодотворные дискуссии.

#### Литература

1. Андреева Н.П. и др. Препринт ОИЯИ Р1-86-828, 1986; ЯФ, 1988, 47, № 1; Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, стр.
2. Heckman H.H. et. al. Phys. Rev. C., 1978, 17, 1735.
3. Butler S.T., Pearson C.A. Phys. Rev., 1963, 129, 836.
4. Schwarzschild A., Zupancic C. Phys. Rev., 1963, 129, 854.
5. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1986, 44, 784.
6. Csernai L.P., Kapusta J.I. Phys.Rep., 1986, C131, № 4.
7. Anderson L. et al. Phys. Rev. C., 1983, 28, 1224.