

АЗИМУТАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Л.Е.Бенгус, А.И.Бондаренко, Р.А.Бондаренко, К.Г.Гуламов,
У.Г.Гулямов, В.Ш.Навотный, Н.В.Петров, Г.М.Чернов

Обнаружены эффекты поперечного движения и углового момента остаточных фрагментирующих релятивистских ядер-снарядов. Обсуждены их влияние на наблюдаемые характеристики продуктов фрагментации и динамика этого процесса.

Фрагментация ядер-снарядов — одна из интересных составляющих сложного процесса соударения релятивистских ядер. Важнейший результат первых исследований состоял в установлении универсальной (гауссовой) формы распределений компонент импульсов в системе покоя фрагментирующего ядра с параболическим видом зависимости их дисперсий (или „температур“) от массы фрагмента. Этот результат следует из статистической теории фрагментации при минимальных корреляциях между импульсами нуклонов в ядрах ¹, что привело к важному и ставшему общепринятым выводу о возможности получения прямой информации о внутриядерных импульсах нуклонов и нуклонных ассоциаций вследствие их пропорциональности в этом подходе наблюдаемым импульсам соответствующих фрагментов. Подчеркнем, что упомянутая концепция опиралась, в основном, на так называемые „0°-эксперименты“ с легкими ($A \leq 16$) ядрами (например, ²).

Недавно (в ³ для α -частиц и в ⁴ для любых зарядов z) было обнаружено, что при фрагментации быстрых ядер ⁵⁶Fe поперечные импульсы p_T „спектаторных“ фрагментов значительно выше, чем для легких ядер. Важность выяснения природы этого роста — кинематической (при наличии поперечного движения и (или) „вращения“ остаточных ядер) или динамической — побудила нас к изучению корреляций между фрагментами в поперечной плоскости взаимодействия; основным его результатам и посвящено настоящее сообщение.

Мы рассмотрели неупругие соударения ядер ¹²C (первичный импульс $p_0 = 4,5$ А ГэВ/с, 1717 событий), ¹⁴N ($p_0 = 2,9$ А ГэВ/с, 1017 событий) и ⁵⁶Fe ($p_0 = 2,5$ А ГэВ/с, 935 событий) с ядрами фотозмульсии. „Спектаторные“ фрагменты снарядов с $z \geq 2$, их заряды и углы вылета идентифицировались и измерялись надежно, без какой-либо дискриминации, в условиях 4 π -геометрии и в идентичных условиях.

На рис.1 представлены инклюзивные распределения по углу $\epsilon_{ij} = \arccos(p_{Ti} p_{Tj} / p_{Ti} p_{Tj})$ между поперечными импульсами i -го и j -го фрагментов с $z \geq 2$ из одного события. (Здесь и ниже мы ограничиваемся фрагментами с $z \geq 2$, так как однозарядные фрагменты выделяются из s -частиц неоднозначно ($s \sim 15\%$ примесь)). Все выводы работы сохраняют силу и при их включении). Сравнение с распределениями, рассчитанными (см. ниже) при отсутствии поперечного движения фрагментирующей системы нуклонов снаряда (пунктир), обнаруживает сильную азимутальную асимметрию вылета фрагментов. Это означает, что система имеет поперечный импульс q_T .

В этой ситуации возникают вопросы: какова величина q_T , насколько он увеличивает истинные (в системе покоя распадающейся системы) значения p_T фрагментов, приводит ли он к наблюдаемому в ^{3,4} росту $p_T(A)$ и, наконец, каковы при $q_T > 0$ „кинематически исходные“ значения коэффициента коллинеарности $k = (N_{\epsilon \leq \pi/4} + N_{\epsilon \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon < 3\pi/4}) / N_{0 < \epsilon < \pi}$ — простейшей характеристики ϵ_{ij} -распределения, чувствительной к угловому моменту системы?

Для их решения мы провели расчеты по следующей простой модели фрагментации (методом Монте-Карло): а) остаточное ядро распадается по модели цилиндрического фазового объема (CPS) на n_1 однозарядных, n_2 двухзарядных, n_3 многозарядных ($z \geq 3$) и n_0 нейтраль-

ных фрагментов (при этом строго воспроизводились эмпирические распределения по n_1 , n_2 и n_3 во всех ансамблях, а число n_0 принималось в среднем равным числу протонов, умноженному на $(A - Z) / Z$); б) p_T фрагментов распределены по закону $f(p_T) \sim p_T \exp(-p_T^2 / 2\sigma^2)$ с $\sigma^2(z)$, следующими параболическому закону ¹ (при этом $\sigma^2(z=1) \equiv \sigma_N^2 = \langle p_{TN}^2 \rangle / 2$ в системе покоя ядра служила свободным параметром (варьировалась)); в) остаточное ядро „получало” поперечный импульс q_T (q_T – второй свободный параметр). Для случая ⁵⁶Fe рассматривался также вариант с p_T фрагментов, равными соответствующим от фрагментации легких ядер.

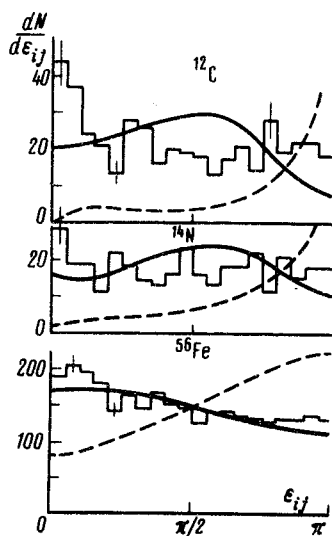


Рис.1. Инклюзивные распределения по углу ϵ_{ij} между „спектаторными” фрагментами снаряда с $z \geq 2$. Кривые – расчет по модели (см. текст) при $q_T = 0$ (пунктир) и q_T , обеспечивающем наблюдаемые характеристики фрагментов (сплошные линии)

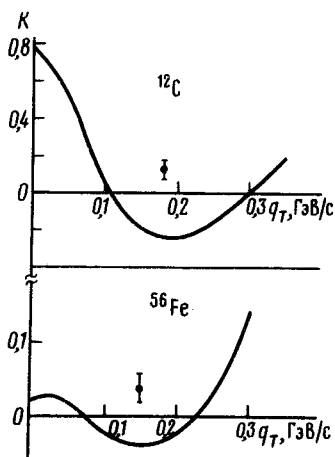


Рис.3. Примеры эмпирических значений k и его зависимостей от q_T

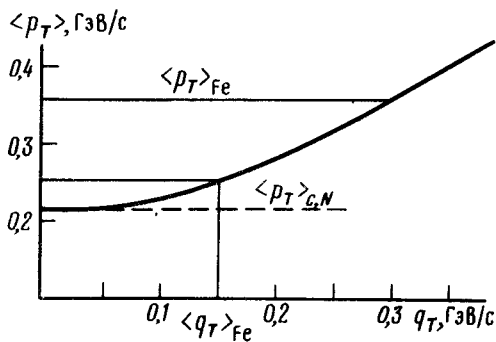


Рис.2. Расчетная зависимость $\langle p_T \rangle$ для α -частиц из ⁵⁶Fe – Em соударений от q_T остаточного ядра ⁵⁶Fe в предположении, что истинные $\langle p_T \rangle$ равны наблюдаемым при фрагментации ¹²C и ¹⁴N

Анализ позволяет сделать следующие утверждения :

1. Значения q_T остаточных ядер-снарядов из неупругих соударений ¹²C, ¹⁴N и ⁵⁶Fe – одного порядка (соответственно 0,18; 0,17 и 0,15 ГэВ/с с погрешностями $\sim 0,01$ ГэВ/с). Эти q_T обеспечивают как азимутальную асимметрию (см.рис.1), так и средние $\langle p_T \rangle$.

2. Поперечное движение ядер существенно увеличивает $\langle p_T \rangle$ фрагментов. Например, наблюдаемое и истинное значение $\langle p_T \rangle$ для „спектаторных” α -частиц из ¹²C – Em событий соответственно равны 0,25 и 0,18 ГэВ/с (различие в $\sim 30\%$!).

3. Поперечное движение фрагментирующих ядер практически не отражается на зависимости $p_T(A)$. Рис.2 иллюстрирует это важное утверждение: даже сильное (и неверное) предположение об „истинности” наблюдаемых при фрагментации легких ядер (^{12}C и ^{14}N) значений p_T фрагментов приводит при учете поперечного движения ядер ^{56}Fe к росту $\langle p_T \rangle$ α -частиц из $^{56}\text{Fe} - E_T$ соударений по сравнению с $^{12}\text{C} - E_T$ и $^{14}\text{N} - E_T$, вчетверо меньшему, чем наблюдается в действительности ⁴. Таким образом рост имеет динамическую природу.

4. Имеется тенденция к коллинеарному разлету в поперечной плоскости. Она видна уже из рис.1, где имеет место избыток углов ϵ_{ij} в сравнении с расчетом при $\epsilon \rightarrow 0$ и $\epsilon \rightarrow \pi$. Рис.3, показывающий обеспеченное превышение эмпирических коэффициентов коллинеарности над расчетными при реальных q_T и нулевом угловом моменте, иллюстрирует этот вывод особенно четко. Таким образом фрагментирующие системы нуклонов имеют угловой момент, который, как легко показать, также искажает импульсные характеристики фрагментов.

Обнаруженные в настоящей работе эффекты поперечного движения и „вращения” релятивистских остаточных ядер-снарядов, искажая истинные (в системе покоя) характеристики „спектаторных” фрагментов, делают неадекватной упоминавшуюся концепцию соответствия наблюдаемых и внутриядерных импульсов нуклонов и нуклонных кластеров. Второй общий вывод — доказательство динамической природы роста $\langle p_T(A) \rangle$ ^{3,4} — усугубляет ситуацию, делая неадекватным само представление о „спектаторах” и „участниках” (основное геометрическое” „содержание” большинства моделей высокоэнергичных ядро-ядерных соударений). Нет сомнений в том, что наблюдаемые характеристики фрагментов отражают не только (и, вероятно, не столько) структуру участвующих в неупругих соударениях ядер, сколько динамику этих соударений. Таким образом корректные сведения о внутриядерных характеристиках нуклонов и нуклонных подсистем, по-видимому, можно получить лишь при ее учете (т.е. модельным путем) и (или) при специальном отборе крайне периферических каналов (например, реакций дифракционной или кулоновской диссоциации).

Авторы благодарны ФЭК ОИЯИ, проф. Х.Хекману и И.Оттерлунду за предоставление эмульсий, облученных ионами ^{12}C , ^{14}N и ^{56}Fe .

Литература

1. Goldhaber A.S. Phys. Lett., 1974, 53B, 306.
2. Heckman H.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 926; Greiner D.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 152.
3. Bhalla K.V. et al. (JLL-collaboration), Nucl. Phys., 1981, A367, 446.
4. Гуламов К.Г. и др. ДАН УзССР, 1983, № 6; Nucl. Phys. (to be publ.).