



Н.П.Андреева, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов, Э.К.Каныгина,
А.М.Сейтимбетов, В.И.Скоробогатова, И.Я.Часников

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Физико-технический институт МН-АН РК

Введение. Во взаимодействиях ядер с ядрами при высоких энергиях наряду с множественным образованием частиц происходит фрагментация сталкивающихся ядер. Явление образования фрагментов ядер-мишеней, бомбардируемых протонами средних и высоких энергий, было обнаружено давно [1] и за прошедшее время накоплен большой экспериментальный материал, главным образом, инклюзивного характера, т.е. только для отдельных фрагментов в каждом акте взаимодействия. С получением высокоэнергичных пучков ядер на ускорителях ситуация значительно изменилась - появилась возможность детально изучать это явление, в частности, благодаря уверенной идентификации фрагментов ядра-снаряда при практическом отсутствии порога их регистрации. Использование метода ядерных фотоэмульсий для изучения как глобальных, так и экзотических характеристик фрагментации ядра-снаряда оказалось весьма плодотворным благодаря высокой пространственной разрешающей способности, наблюдаемости акта соударения и 4π - геометрии эксперимента, сравнительной легкости и надежности измерения зарядов фрагментов.

Используя этот метод, сотрудничеством в рамках ОИЯИ была решена проблема с аномалонами [1] (аномальное сечение спектаторных фрагментов), детально изучены характеристики процесса полного разрушения ядер [2,3,4], выявлены и изучены большие

поперечные импульсы α -частиц / 5 / и т.д.

Данная работа посвящена изучению возможных механизмов образования фрагментов легких ядер.

Методические особенности и условия эксперимента. Стопки стандартной фотоэмульсии ГОСНИИХИМФотопроект типа БР-2, составленные из слоев размером $10 \times 20 \times 0,06$ см³, были облучены ядрами ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si с энергией 3,7 ГэВ/на нуклон на синхрофазотроне ОИЯИ (г.Дубна). Поиск взаимодействий (событий) осуществлялся просмотром вдоль первичного трека. События, относящиеся к упругим взаимодействиям и кулоновским диссоциациям, были исключены, рассматривались только неупругие взаимодействия.

Вторичные заряженные частицы в соответствии с обычной фотоэмульсионной техникой и терминологией были разделены на: b -частицы (фрагменты ядра-мишени с пробегом $l \leq 3$ мм); g -частицы (протоны отдачи ядра-мишени с пробегом $l > 3$ мм и скоростью $\beta \leq 0,71$); b' -фрагменты ядра-снаряда; g' -провазимодействовавшие протоны ядра-снаряда и s -рожденные релятивистские частицы, главным образом, пионы с $\beta > 0,71$. Заряды фрагментов ядра-снаряда определялись по ионизационным потерям, плотности δ -электронов, образующихся вдоль следа, а также плотности разрывов с длиной больше заданной. Калибровка ионизационных измерений и δ -электронов производилась на следах α -частиц и осколках ядер с известными зарядами Z из событий полного развала ядер, происходящих в результате кулоновской диссоциации. Для всех вышеуказанных

частиц (и фрагментов) были измерены пространственные углы вылета (Θ) относительно первичного ядра с помощью автоматизированных систем, состоящих из высокоточных микроскопов типа МПЭ-11 и вычислительной техники.

О механизмах фрагментации сталкивающихся ядер при высоких энергиях. Интерес к исследованию механизма фрагментации связан с предсказанием существования фазового перехода типа жидкость-газ в горячей ядерной материи, которая реализуется при столкновении адронов и ядер с ядрами высоких энергий. Проявлением фазового перехода может служить множественное образование фрагментов (мультифрагментация) в результате развала высоковозбужденной ядерной системы. Этому процессу при малых энергиях возбуждения ($E_0 \sim 1$ Мэв/нуклон) предшествует последовательное испускание фрагментов - известный процесс испарения или деления. Следует ожидать [6], что при энергиях возбуждения $E_0 \geq 3-5$ Мэв/нуклон происходит смена одного механизма другим. За последние 10-15 лет разработан большой круг моделей мультифрагментационного развала остаточных ядер от простейших, привлекающих лишь общие вероятностные представления, до микроскопических моделей, в которых рассматривается в явном виде динамика образования и развала высоковозбужденных ядер [7]. Такое многообразие моделей говорит об отсутствии в настоящее время ясного понимания природы мультифрагментации ядер. В этой связи получение новых экспериментальных данных, характеризующих механизм фрагментации, является актуальным.

Экспериментальные результаты. Ранее [8] нами было показано, что среднее число фрагментов ($\langle n_f \rangle$) тяжелых ядер-мишеней фотозмульсии (Ag, Br) с увеличением числа протонов отдачи (n_p) вначале возрастает, затем, начиная с $n_p \approx 10-12$, переходит на плато и практически остается постоянным независимо от массы и энергии налетающего ядра. Если учесть, что число g - частиц не только характеризует быструю стадию процесса взаимодействия в перекрывающихся частях сталкивающихся ядер, но и отражает степень передачи энергии остаточным ядрам, то наблюдаемая корреляция между $\langle n_f \rangle$ и n_p указывает на изменение режима фрагментации остаточных ядер Ag, Br при достижении определенной энергии их возбуждения.

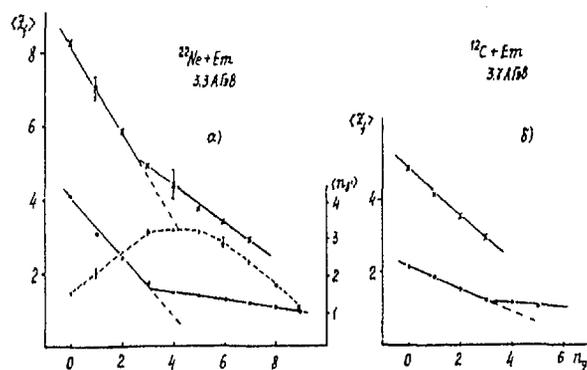


Рис.1. Зависимость от числа взаимодействовавших протонов (Z_p) ядер свядков: $\langle n_f \rangle$ - среднего числа фрагментов (пунктирная линия); $\langle Z_{max}(Z_f) \rangle$ - среднего значения максимального заряда (крестики); $\langle Z_f(Z_f \geq 21) \rangle$ - среднего заряда всех фрагментов.

Сравнение этих результатов с каскадно-испарительной моделью (КИМ) показало, что возрастание $\langle n_f \rangle$ с увеличением n_p соответствует испарительному механизму, тогда как выход $\langle n_f \rangle$ на плато на эксперименте совершенно не согласуется с расчетной кривой по КИМ и отражает мультифрагментационный процесс. Рассмотрим теперь эту же корреляцию $\langle n_f \rangle = f(n_p)$ для легких ядер-снарядов ^{22}Ne с кинетической энергией 3,7 ГэВ/нуклон (рис.1а). В отличие от ядра-мишени среднее число фрагментов обозначено $\langle n_f \rangle$, а числу протонов отдачи соответствует число провзаимодействовавших протонов ядра-снаряда - n_p , которое легко определяется из соотношения: $n_p = Z_0 - \sum Z_f$, где Z_0 -

заряд первичного ядра, ΣZ_f - сумма зарядов фрагментов, образованных из остаточного ядра-снаряда. Из рис.1а видно, что качественно характер зависимости $\langle n_b \rangle = f(n_p)$ оказался таким, как и для случая с тяжелым ядром-мишенью, только с той разницей, что смена режима фрагментации (выход на плато) происходит при меньшем значении $n_p = 3$. Последнее, а также спад $\langle n_b \rangle$ при больших n_p , естественно, связано с мультифрагментацией легкого ядра.

Знание зарядов фрагментов ядра-снаряда позволяет получить более полную информацию о процессе фрагментации. Так на рис.1а представлена корреляция между средним зарядом всех фрагментов ($\langle Z_f(\geq 1) \rangle$) и числом n_p . Как видно из рисунка, зависимость $\langle Z_f(\geq 1) \rangle$ от n_p аппроксимируется двумя прямыми, которые пересекаются при $n_p \approx 3$, причем для малых значений $n_p (\leq 3)$ прямая круче, чем для больших (≥ 3). На этом рисунке можно видеть изменение среднего заряда фрагмента, максимального для каждого акта взаимодействия ($\langle Z_{max}(\geq 3) \rangle$), с увеличением n_p . Здесь также наблюдается характерный излом, причем опять же в точке, соответствующей $n_p \approx 3$. Таким

образом, точка излома при $n_p = 3$ оказалась такой же особенной, что и для $\langle n_b \rangle = f(n_p)$, т.к. при этом значении n_p меняются характеристики фрагментов, меняется режим (механизм) фрагментации.

Аналогичные закономерности (рис.1б, 2а,б) наблюдаются для других легких ядер с меньшим атомным весом (^{12}C , ^{16}O) и большим (^{28}Si). Разница только в наклоне прямых. Рассмотрим полученные результаты более подробно. Для всех случаев, представленных на рисунках 1 и 2, прямые аппроксимируются в виде:

$$\begin{aligned} \langle Z_{max}(\geq 3) \rangle &= a_1 - b_1 n_p && \text{для } n_p \leq 3; \\ \langle Z_{max}(\geq 3) \rangle &= a_2 - b_2 n_p && \text{для } n_p \geq 3; \\ \langle Z_f(\geq 1) \rangle &= A_1 - B_1 n_p && \text{для } n_p \leq 3; \\ \langle Z_f(\geq 1) \rangle &= A_2 - B_2 n_p && \text{для } n_p \geq 3. \end{aligned}$$

Все прямые на рисунках проведены методом наименьших квадратов. Число провзаимодействовавших протонов ядра-снаряда n_p , так же как число протонов отдачи n_p ядра-мишени, связано со степенью возбуждения остаточных ядер: чем больше $n_p(n_p)$, тем больше образуется медленных частиц, которые могут быть поглощены и определяют уровень возбуждения остаточного ядра. Уменьшение $\langle Z_{max}(\geq 3) \rangle$ с увеличением $n_p(\leq 3)$ отражает уменьшение конечного значения заряда остаточного ядра после последовательного испускания частиц.

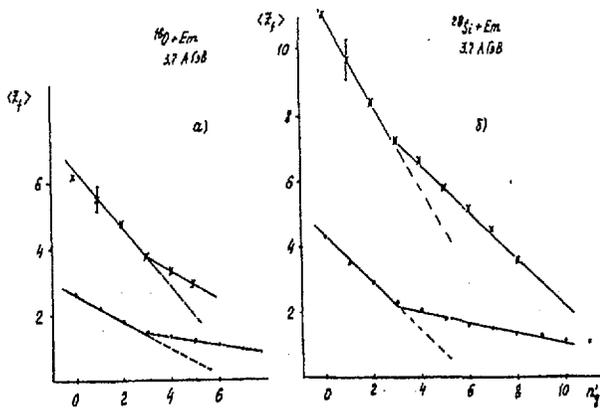


Рис.2. Обозначения те же, что и на Рис.1.

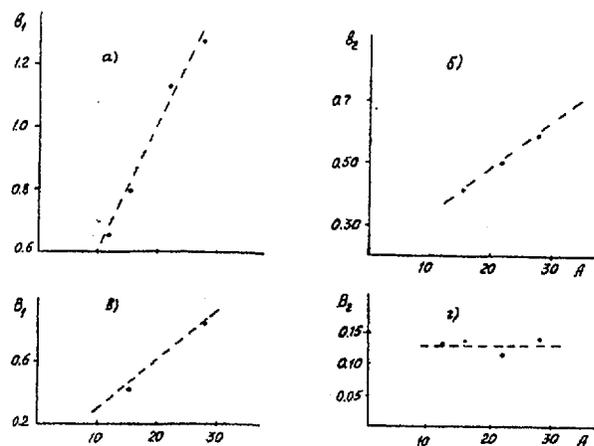


Рис.3. Зависимости коэффициентов $b_1(a)$, $b_2(б)$, $B_1(в)$, $B_2(г)$ от размера ядра - сиварда А.

Увеличение наклона прямых (b_1) с возрастанием атомного веса A (рис.3а) соответствует большему поглощению медленных частиц (большему возбуждению) с увеличением A . Уменьшение $\langle Z_f(\geq 1) \rangle$ с увеличением n_p (≤ 3) связано с увеличением числа фрагментов (n_f). Причина роста наклона прямой для этого случая (B_1) с увеличением массы ядра (рис.3в) такая же, что и для $\langle Z_{fmax}(\geq 3) \rangle$.

Рассмотрим теперь поведение средних зарядов фрагментов для случаев с $n_p \geq 3$. Наклоны прямых (b_2, B_2), как видно из рис.1 и 2, оказались заметно меньше, чем для случаев с $n_p \leq 3$, что отражает смену испарительного процесса на одновременное множественное образование фрагментов. При реализации такого взрывного механизма фрагментации, естественно, средние заряды фрагментов, в том числе и с максимальными значениями (Z_{fmax}), должны изменяться с увеличением n_p по другим правилам. К этому следует добавить, что значение B_2 практически не зависит от A ядра (рис 3г). Это указывает на то, что соотношение фрагментов с различными зарядами для фиксированного n_p одинаковое для рассматриваемых ядер, а с увеличением n_p происходит также одинаковое "дробление" фрагментов. Следует также отметить, что для ядра ^{22}Ne значение B_2 (рис 3б) оказалось заметно большим, чем для ^{28}Si . Это связано, по-видимому, с тем, что число нейтронов в нем на 20% больше, чем протонов, что способствует более легкому расщеплению остаточного ядра этого изотопа Ne.

Заключение. В заключении отметим, что результаты изучения процесса фрагментации легких ядер-снарядов более информативны, чем ядер-

мишеней в связи с доступностью определения зарядов фрагментов при практическом отсутствии их порога регистрации. Полученные результаты показали, что поведение среднего числа образованных фрагментов, их средних зарядов в зависимости от числа проваимодействовавших протонов (n_p) указывают на реализацию двух механизмов фрагментации: испарительный при малых n_p и мультифрагментационный - при больших. Выявлена также A -зависимость характеристик, относящихся к этим двум механизмам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н.П. Андреева и др. Письма в ЖЭТФ, т.39, 1984, с.184.
 2. Н.П. Андреева и др. Препринт ИФВЭ 87-06, Алма-Ата, 1987.
 3. Н.П. Андреева и др. ЯФ, т.55, 1992, с.1010.
 4. M.I. Adamovich et al. Z. Phys. A 351, 1995, p.311.
 5. Н.П. Андреева и др. Письма в ЖЭТФ, т.47, 1988, с.20.
 6. A.S. Botvina et al. Nucl. Phys. A 475, 1987, P.663.
 7. J.P. Bondorf et al. Nucl. Phys., A 443, 1985, p.321; A 444, 1985, p.460; a 448, 1986, p.763.
- Н.П. Андреева и др. ЯФ, т.58, 1995, с.1024.