

МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.С.Ботвина, А.С.Ильинов, И.Н.Мишустин

Предложена модель для описания процесса дезинтеграции ядер под действием протонов высоких энергий, включающая каскадную, фрагментационную и испарительную стадии. Продемонстрирована важная роль мультифрагментации ядер-остатков, которая не учитывается в стандартной каскадно-испарительной модели.

Образование ядерных фрагментов при бомбардировке ядер протонами высоких энергий изучается уже более 25 лет ¹, однако механизм этого процесса до последнего времени оставался не вполне ясным. Недавно был достигнут значительный прогресс в понимании поведения ядер при энергиях возбуждения, сравнимых с их энергией связи (см., например, ²⁻⁵). Доминирующим каналом девозбуждения таких систем является множественное образование ядерных фрагментов (мультифрагментация), что является проявлением фазового перехода типа жидкость – газ в ядерном веществе. В данной работе демонстрируется, что мультифрагментация ядер-остатков является необходимым элементом сложного процесса протон-ядерного взаимодействия. Этот процесс можно разбить на три стадии: каскадную, фрагментационную и испарительную. Обоснованием такого разбиения служит большое различие характерных времен, отвечающих этим стадиям.

На первой стадии развивается каскад последовательных столкновений быстрых частиц (N, π, \dots) с внутриядерными нуклонами, в течение которого ядро покидают частицы сплошного спектра и образуется возбужденное ядро-остаток. В области начальных энергий $\lesssim 10$ ГэВ эта стадия описывается на основе стандартной модели внутриядерного каскада ⁶; при больших энергиях необходимо учитывать конечную длину формирования адронов ⁷. Расчеты внутриядерного каскада были выполнены методом Монте-Карло. Их результаты показывают, что образовавшиеся после окончания внутриядерного каскада ядро-остатки имеют широкое распределение по энергии возбуждения E_R , массовому числу A_R и заряду Z_R (см. таблицу).

ϵ_R , МэВ/нукл	0 – 2	2 – 4	4 – 6	6 – 8	8 – 10	10 – 12	12 – 14	> 14
$w_R, \%$	29,6	15,3	11,4	8,4	8,8	6,9	5,1	14,5
$\langle A_R \rangle$	104,5	98,1	93,5	90,8	87,2	84,2	81,9	76,6
$\langle Z_R \rangle$	45,6	43,1	41,2	40,2	39,4	38,3	37,1	35,6
$\langle \beta_R \rangle$	0,0015	0,0034	0,0080	0,0124	0,0144	0,0193	0,0231	0,0306

Относительная вероятность w_R образования после каскадной стадии ядро-остатка с заданной энергией возбуждения $\epsilon_R = E_R/A_R$ и со средними значениями массового числа $\langle A_R \rangle$, заряда $\langle Z_R \rangle$ и скорости $\langle \beta_R \rangle \equiv \langle v_R \rangle/c$. Расчет выполнен для взаимодействия протонов с энергией 4,9 ГэВ с ядрами Ag

На второй стадии, в зависимости от приобретенной энергии возбуждения, ядро-остаток либо испаряет нуклоны и легкие ядра, либо разваливается на несколько возбужденных фрагментов. Явное включение стадии мультифрагментации принципиально отличает наш подход от имеющихся в литературе вариантов каскадно-испарительной модели. Как показали расчеты ²⁻⁵, процесс мультифрагментации начинает проявляться при энергии возбуждения $\epsilon_R \sim 5$ МэВ/нукл, соответствующей ядерной температуре $t_{lim} \sim 7$ МэВ; при меньших энергиях возбуждения доминирует канал испарения из термализованного остаточного ядра. Как вид-

но из таблицы, уже при энергии протонов 5 ГэВ значительная доля ядер-остатков имеет энергию возбуждения, превышающую 5 МэВ/нукл. Следуя работам ^{4,5}, моделирование мультифрагментного развала таких ядер осуществлялось методом Монте-Карло со статистическим распределением вероятностей конечных состояний. При этом каждое конечное состояние системы характеризовалось вектором $\{N_{AZ}\}$, компоненты которого представляют собой множественности фрагментов с данными значениями A и Z . В данной работе сохранение массового числа и заряда системы учитывалось в среднем по ансамблю путем введения соответствующих химических потенциалов μ и ν . В этом случае легко получить ³ явное выражение для инклюзивного (усредненного) массового распределения:

$$\langle N_{AZ} \rangle = V_f \lambda_t^{-3} A^{3/2} \exp[-t^{-1} (F_{AZ}^{int} - \mu A - \nu Z)]. \quad (1)$$

Здесь $\lambda_t = (2\pi\hbar^2/m_N t)^{1/2}$ — тепловая длина волны, m_N — масса нуклона, t — температура системы, которая находится по известной полной энергии системы, V_f — свободный объем, доступный для трансляционного движения фрагментов в момент развала системы, F_{AZ}^{int} — свободная энергия, связанная с внутренним возбуждением фрагмента, которая параметризовалась в жидкокапельном виде (см. подробное обсуждение в работах ^{2,3,5}). Отдельные события мультифрагментного развала $\{N_{AZ}\}$ разыгрывались по инклюзивному распределению (1) с учетом требования сохранения массового числа и заряда.

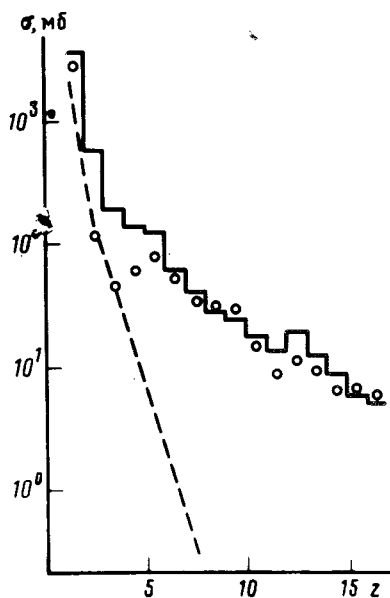


Рис. 1. Зарядовое распределение фрагментов в реакции $p(4,9 \text{ ГэВ}) + \text{Ag}$. Точки — эксперимент ⁸, сплошная и пунктирная кривые — расчет, соответственно, с учетом и без учета мультифрагментации

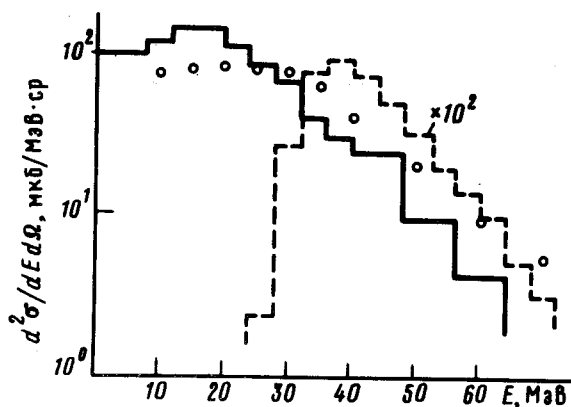


Рис. 2. Энергетический спектр под углом 90° в л.с.к. фрагментов с $Z = 8$ в реакции $p(4,9 \text{ ГэВ}) + \text{Ag}$. Обозначения — как на рис. 1

Наконец, третья стадия соответствует девозбуждению первичных фрагментов. Для фрагментов с массовым числом $A \leq 16$ этот процесс описывался на основе модели фермиевского развала легких ядер ⁶. Для более тяжелых ядер так же, как и для распада ядер-остатков с $t < 7$ МэВ, использовалась статистическая модель Блатта — Вайскопфа ⁶, в которой наряду с испарением нуклонов учитывался вылет тяжелых кластеров вплоть до ¹⁸O. После окончания испарения формируется ансамбль холодных фрагментов и нуклонов, которые и наблюдаются в эксперименте.

На рис. 1 приведены рассчитанные на основе описанной модели зарядовые распределения фрагментов, образующиеся при взаимодействии протонов с энергией 4,9 ГэВ с ядрами Ag. Модель хорошо описывает экспериментальные данные ⁸. Заметим, что испарительный вари-

ант расчета, не учитывающий стадию фрагментации, приводит к массовому распределению экспоненциального вида, которое резко расходится с экспериментом. (см. рис. 1).

На рис. 2 представлены результаты расчета инклюзивных энергетических спектров фрагментов. Распределения фрагментов по энергиям и импульсам для каждого канала реакции находились по известному массовому распределению $\{N_{AZ}\}$ и полной кинетической энергии фрагментов E_{kin} из условия максимума занимаемого ими фазового объема

$$\int \frac{d^3 p_1 \dots d^3 p_n}{(2\pi\hbar)^{3n}} \delta(p_1 + \dots + p_n) \delta\left(\frac{p_1^2}{2m_1} + \dots + \frac{p_n^2}{2m_n} - E_{kin}\right), \quad (2)$$

где n — число фрагментов в конечном состоянии; p_i и m_i — их импульсы и массы ($i = 1, \dots, n$). Кинетическая энергия E_{kin} представляет собой сумму кулоновской энергии расталкивания и энергии теплового движения фрагментов, определяемой температурой системы. Учитывалось изменение энергии и импульса первичных фрагментов в процессе их последующего девозбуждения. Сравнение с экспериментальными данными показывает (рис. 2), что расчетные спектры неплохо согласуются с экспериментальными данными, но оказываются мягче экспериментальных. Устранение этого расхождения, по-видимому, требует более корректного описания кулоновского взаимодействия фрагментов между собой. Чисто испарительный вариант модели снова резко расходится с экспериментальными данными.

Таким образом, проведенные расчеты убедительно свидетельствуют о том, что мультифрагментация высоковозбужденных ядер-остатков является необходимой составной частью процесса протон-ядерного взаимодействия.

Важным следствием развитой модели является предсказание порогового характера фрагментации ядер в протон-ядерных реакциях. Пороговое значение энергии протонов лежит в районе 1 ГэВ. Как показывают наши расчеты, относительный выход ядер-остатков с энергией возбуждения выше 5 МэВ/нукл, необходимой для фрагментации, составляет в реакции $p + Ag$ соответственно 0%, 1,5% и 50% при энергиях пучка 0,48; 1 и 4,9 ГэВ.

Затронутые выше вопросы будут подробнее рассмотрены в следующей работе.

Литература

1. Перфилов Н.А., Ложкин О.В., Шапов В.П. УФН, 1960, 60, 3.
2. Бондорф Я.П., Мишустин И.Н., Петик К. Кн.: Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Алушта, 14-21 апреля 1983 г. ОИЯИ Д7-83-644, 1983, 354.
3. Ботвина А.С., Ильинов А.С., Мишустин И.Н. Препринт ИЯИ АН-СССР П-0369, Москва, 1984 г.
4. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N., Pethick C.J., Sneppen K. Phys. Lett., 1985, 150B, 57.
5. Bondorf J.P., Donangelo R., Mishustin I.N., Pethick C.J., Schulz H., Sneppen K. Nucl. Phys., 1985, 443A, 321.
6. Барашенков В.С., Тонев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
7. Николаев Н.Н. УФН, 1981, 134, 369.
8. Westfall G.D. et al. Phys. Rev., 1978, 17C, 136.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
6 сентября 1985 г.

После переработки
31 октября 1985 г.