

НАБЛЮДЕНИЕ ИСТИННО ХОЛОДНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ТЯЖЕЛОГО ЯДРА

А.А.Говердовский¹⁾, В.В.Кетлеров, В.Ф.Митрофанов, Ю.Б.Остапенко,
В.А.Хрячков

Государственный научный центр России "Физико-энергетический институт"
249020 Обнинск, Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 1998 г.

Представлены результаты тщательного исследования массово-энергетических корреляций осколков деления тория-232 нейтронами с энергией 5 МэВ. Обнаружено явление истинно холодной фрагментации ядра тория на теллур-134 и стронций-99 в основных квантовых состояниях. Показано, что вся энергия реакции исчерпывается кинетической энергией движения фрагментов во взаимном поле.

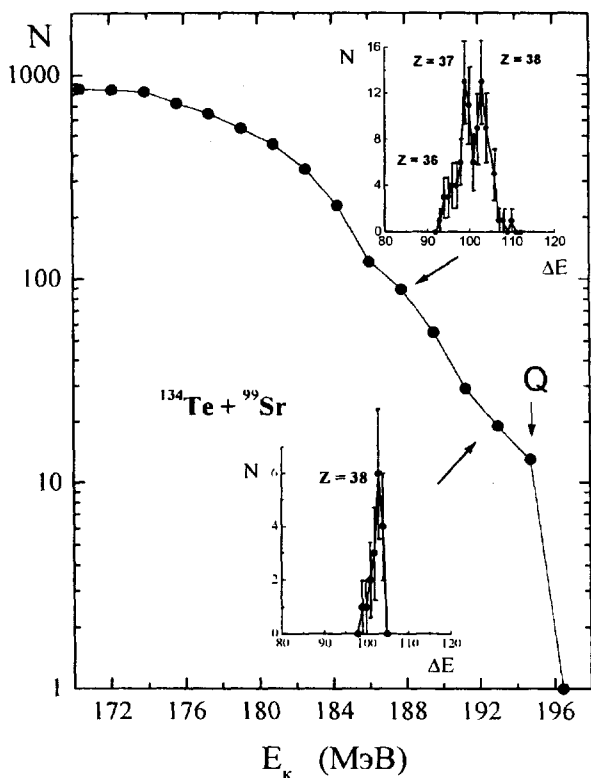
PACS: 25.85.-w

При делении ядер образуются возбужденные деформированные осколки, испускающие значительное число нейтронов и гамма-квантов. Часть теплоты реакции δQ , расходуемая на сопутствующие излучения, довольно велика и достигает 30 МэВ в среднем на акт деления. "Кипящие" осколки разлетаются во взаимном кулоновском поле с релятивистскими скоростями, приобретая импульсы до 3 ГэВ/с. Наблюдаемая в эксперименте кинетическая энергия фрагментов E_k определяется, в первую очередь, их деформацией β в момент разрыва системы. Принципиально E_k ограничена сверху полной энергией реакции Q . Граничное условие $E_k = Q$ или $\delta Q = 0$ вызывает особый интерес, так как соответствующая ему разрывная конфигурация представляет собой два ядра в основных квантовых состояниях. Деление ядра при $E_k = Q$ получило название истинно холодной фрагментации (ИХФ) [1]. Все известные попытки прямого экспериментального наблюдения явления ИХФ до сих пор не увенчались успехом, что, в первую очередь, связано с крайне малой вероятностью разрыва ядра в компактных конфигурациях, реализующихся на начальном участке спуска системы в точку разрыва. Например, при делении тепловыми нейтронами ^{233}U или ^{235}U [2,3] достичь значений E_k , соответствующих свободной энергии $\delta Q = 2 - 3$ МэВ, удается лишь при относительных выходах менее 10^{-7} . За год непрерывных спектрометрических исследований осколков спонтанного деления ^{252}Cf [4] не удалось зафиксировать событий ИХФ даже на уровне 10^{-9} . Это привело к тому, что, с одной стороны, технической, дальнейшее накопление статистики стало не разумным, так как может быть осуществлено лишь за счет удлинения экспозиции в силу ограничений по активности мишени. С другой стороны, смысловой, возникло сомнение в принципиальной возможности достижения достаточно компактных разрывных фигур в холодном ядре.

В основу настоящего эксперимента были положены следующие основные предположения. Во-первых, продукты ИХФ необходимо искать среди пар ядер, обладающих повышенной жесткостью относительно вариаций формы, что, в свою очередь, обеспечивается эффектами нуклонных оболочек. Во-вторых, после преодоления внешней

¹⁾ e-mail: gaa@ippe.rssi.ru

седловой точки делящаяся система должна обладать свободной энергией, достаточной для формирования необходимой компактной конфигурации. В соответствии с этим в качестве объекта исследований были выбраны осколки деления ^{232}Th нейтронами с энергией 5 МэВ. Максимальной кинетической энергией обладает пара фрагментов $^{134}\text{Te} + ^{99}\text{Sr}$, принадлежащая первому стандартному каналу Брозы [5]. Теория [6] предсказывает сферическую форму теллура благодаря мощнейшим сферическим оболочкам – нейтронной $N = 82$ и близкой теллуру протонной $P = 50$. В то же время парный легкий фрагмент ^{99}Sr должен быть достаточно жестким благодаря деформированным оболочкам $N = 60$, $P = 38$ [6]. Предсказываемая деформация стронция составляет 0.38 (в единицах β). Элементарный расчет кулоновского взаимодействия между указанными сфероидами показывает, что для соблюдения условия $E_k = Q$ расстояние между их поверхностями в момент, непосредственно предшествующий началу разлета, должно составлять около 2 Фм, что вполне реалистично [7].



Распределение по полной кинетической энергии E_k пар осколков деления тория с массами 134 и 99 а.е.м. На вставках – распределение легких фрагментов по параметру ΔE – удельной ионизационной способности осколка в районе пика Брэгга. Q – теплота реакции

Работа была выполнена на нейтронном пучке ускорителя КГ-2.5 Физико-энергетического института. Нейтроны генерировались в реакции $D(d, n)^3\text{He}$ в твердой титан-дейтериевой мишени. Спектрометр осколков деления тория был построен на основе двойной ионизационной камеры с сетками Фриша [8], оснащенной кодировщиком формы импульса. Спектрометрическая мишень из тетрафторида тория на прозрачной для осколков подложке крепилась на катоде камеры. Массы и энергии фрагментов определялись методом парных энергий, абсолютно корректным для

безнейтронного бинарного деления. Ядерные заряды осколков извлекались методами брэгговской спектрометрии [9]. Компьютерный комплекс сбора, хранения и обработки экспериментальной информации позволял осуществлять анализ данных событие за событием с привлечением ряда критериев коррективности. Продолжительность облучения составила около пяти календарных месяцев, в течение которых было накоплено около 2 миллионов цифровых осциллограмм импульсов от осколков деления тория (около 10 Гб памяти).

Наиболее существенный и важный результат работы представлен на рисунке. Для пар осколков с отношением масс 134/99 распределение по кинетической энергии обрывается в точке, в точности соответствующей предельно допустимой энергии для пары $^{134}\text{Te} + ^{99}\text{Sr}$ ($E_k = Q$). На вставках показаны распределения событий по так называемому брэгговскому параметру (ΔE), имеющему однозначное соответствие ядерному заряду тяжелого иона – легкого осколка. Оставляя в стороне тонкости проведенных калибровок, отметим, что при удалении от границы $E_k = Q$ на 6–7 МэВ характер зарядового спектра принципиально меняется. Становятся открытыми каналы рождения не только стронция, но и рубидия и криптона с соответствующими парными тяжелыми фрагментами. В точке обрыва энергетического спектра мы, по-видимому, действительно наблюдаем единственно возможную пару фрагментов $^{134}\text{Te} + ^{99}\text{Sr}$, обладающих полной кинетической энергией, равной теплоте реакции, и поэтому очевидно являющихся продуктами истинно холодной фрагментации ядра тория.

Наблюдение явления ИХФ оказалось возможным лишь при предварительном нагреве делящейся системы быстрым нейтроном.

Работа поддержана Фондом Президента РФ, грант 96-15-96938.

-
1. F.Gonnenwein, in: *The Nuclear Fission Process*, Ed. C.Wagemans, CRC Press, London, 1992, Chapter 8, p.287.
 2. U.Quade, K.Rudolph, S.Skorka et al., *Nucl. Phys.* **A487**, 1 (1988).
 3. А.А.Говердовский, В.А.Хрячков, Б.Д.Кузьминов и др., *Яд.физ.* **53**, 621 (1991).
 4. A.Moller, M.Croni, F.Gonnenwein et al., in: *Proc. of the Intern. Conf. on Large-Scale Collective Motion of Atomic Nuclei*, Brolo, Italy, October 1996, World Scientific, p.203.
 5. U.Brosa, S.Grossmann, and A.Muller, *Phys. Rep.* **197**, 167 (1990).
 6. B.D.Wilkins, E.P.Steinberg, and R.R.Chasman, *Phys. Rev.* **C14**, 1831 (1976).
 7. F.Gonnenwein and B.Borsig, *Nucl. Phys.* **A530**, 27 (1991).
 8. V.A.Khriachkov, A.A.Goverdovski, V.V.Ketlerov et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A304**, 261 (1997).
 9. A.Oed, P.Geltenbort, and F.Gonnenwein, *Nucl. Instr. Meth.* **205**, 451 (1983).