

K-211

4563/2-76

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



15/xi-76

P7 - 10009

С.А.Карамян, И.В.Кузнецов

ВОЗМОЖНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ $Z < 80$

1976

P7 - 10009

С.А.Карамян, И.В.Кузнецов

ВОЗМОЖНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА
ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ $Z < 80$

Направлено в ЯФ

1. В работе^{/1/} было отмечено, что полное энерговыделение \bar{Q} в процессе деления ядер резко падает с уменьшением атомного номера делящегося ядра Z , в то время как полная кинетическая энергия осколков деления \bar{E}_K /взятая по систематике, подобной^{/2/} /, уменьшается более медленно, в результате чего разность $\bar{Q} - \bar{E}_K$ становится отрицательной для $Z < 80$. Поскольку разность $\bar{Q} - \bar{E}_K$ - не что иное, как энергия возбуждения осколков спонтанного деления /расходуемая на излучение делительных нейтронов и γ -лучей/, то был сделан вывод^{/1/} о невозможности /в принципе/ спонтанного деления ядер с $Z < 80$, для которых $\bar{Q} - \bar{E}_K$ отрицательно. Отрицательное значение $\bar{Q} - \bar{E}_K$ означает также, что в шкале потенциальной энергии точка разрыва расположена выше основного состояния /см. рис. 5 работы^{/1/} /, а следовательно, спонтанному делению в таком случае должен соответствовать подбарьерный переход из сферического исходного ядра к двум сферическим осколкам на значительном расстоянии друг от друга. Такой процесс представляется совершенно невероятным.

2. В данном сообщении обращается внимание на возможность воздействия описанного выше эффекта на процесс вынужденного деления ядер в области $Z < 80$. Вынужденное деление ядер, в частности, под действием тяжелых ионов, экспериментально прослежено вплоть до малых значений $Z \sim 40$. Установлено довольно быстрое уменьшение вероятности этого процесса с уменьшением Z . Измеренные кинетические энергии осколков деления /см., напр.,^{/3/} / неплохо укладываются на полуэмпирическую систематику $\bar{E}_K / \text{МэВ} / = 0,1071 Z^2 / A^{1/3} + 22^{1/2}$

и почти не зависят в пределах /1-2 %/ от энергии возбуждения делящегося ядра. Поскольку кинетические энергии известны экспериментально, а величины Q вычисляются по таблицам масс, составленным на основе измеренных масс ядер, то отрицательная величина $\bar{Q} - \bar{E}_K$ для деления ядер с $Z < 80$ является экспериментальным фактом. Вспоминая о том, что при $\bar{Q} - \bar{E}_K < 0$ точка разрыва расположена выше основного состояния, приходим к выводу, что наблюдение вынужденного деления ядер с $Z < 80$ /с кинетической энергией по систематике /2/ / есть экспериментальное доказательство того, что в ядре происходит превращение тепловой энергии /энергии возбуждения/ в потенциальную. Вообще говоря, такое превращение всегда предполагалось при описании вынужденного деления, поскольку преодоление барьера деления мыслится именно в таких представлениях. При переходе ядра в седловую точку часть энергии возбуждения должна перейти в энергию деформации. Отметим, однако, что для деления тяжелых ядер $Z > 90$ этот процесс остается ненаблюдаемым в эксперименте. Величина кинетической энергии осколков не дает в этом случае прямого указания - имеет ли место такой процесс в действительности, или нет. Однако были предприняты первые попытки /3,5/ обнаружить подобный эффект при делении тяжелых ядер путем измерения зависимости кинетической энергии осколков или числа $\bar{\nu}$ от энергии возбуждения в околобарьерном диапазоне.

В рассматриваемом случае ядер $Z < 80$ экспериментально измеренная энергия возбуждения осколков (\bar{E}_f^*) оказывается меньшей, чем энергия возбуждения составного ядра (E_C^*).

$$\bar{E}_f^* = E_C^* + \bar{Q} - \bar{E}_K, \quad \text{при} \quad \bar{Q} - \bar{E}_K < 0 \quad \bar{E}_f^* < E_C^*.$$

Таким образом, здесь имеет место прямое экспериментальное наблюдение процесса самопроизвольного превращения тепловой энергии в потенциальную энергию деформации и, в конечном итоге - в кинетическую энергию осколков деления. Процессы такого типа запрещены вто-

рым законом термодинамики. Однако термодинамическое описание ядер является всего лишь приближением, и в обычных статистических рассуждениях переход от сферической формы к седловой фигуре рассматривается как переход от большей плотности уровней к меньшей, т.е. как процесс маловероятный, но возможный.

Другая интерпретация может заключаться в том, что в делении нарушается условие замкнутости системы, только при выполнении которого справедлив второй закон термодинамики. Отметим, однако, что на всем пути от сферической формы к разрывной фигуре условие замкнутости ничем не нарушено, и именно на этом пути происходит отмеченное выше превращение тепловой энергии в потенциальную. Незамкнутость системы возникает в момент разрыва, а после него происходит лишь обыкновенное ускорение осколков кулоновским полем и нормальный в термодинамическом смысле переход осколков от деформированной формы к сферической с некоторым увеличением тепловой энергии.

3. Представляет интерес включить в рассмотрение экспериментальные данные по числу нейтронов деления для ядер с $Z < 80$ с тем, чтобы проверить полный энергетический баланс процесса, и, по возможности, развить изложенные выше соображения. Число нейтронов вынужденного деления ядра с E_C^* в первом приближении линейно зависит от E_C^*

$$\bar{\nu}(E_C^*) = \bar{\nu}_{sf} - \lambda + \left(\frac{d\bar{\nu}}{dE_C^*} \right) E_C^*,$$

где λ - малая поправка.

Это - хорошо известная формула. Для рассматриваемого случая $Z < 80$ величина $\bar{\nu}_{sf} - \lambda$ /поправленное число нейтронов спонтанного деления/, имеющая только формальный смысл, должна быть отрицательной. Она легко определяется из измерения энергетической зависимости $\bar{\nu}(E_C^*)$. Экспериментальных данных такого типа пока в литературе почти нет, поэтому мы рассмотрим здесь только реакцию $^{158}\text{Gd}(^{22}\text{Ne}, f)$, для которой с по-

мощью масс-спектрометра на пучке тяжелых ионов было измерено^{/6/} изотопное распределение продуктов симметричного деления составного ядра $^{180}_{74}\text{W}$ на два ядра $^{37}_{37}\text{Rb}$. Среднее число нейтронов симметричного деления было определено как разность между массой составного ядра и удвоенной наиболее вероятной массой изотопного распределения для рубидия. Измерения были выполнены для трех значений энергии бомбардирующих ионов. Результат можно назвать неожиданным. Измеренное число $\bar{\nu}_{\text{сим}}$ весьма слабо меняется в зависимости от энергии возбуждения^{/6/} $E_C^* = 82,4; 94,7; 116,7 \text{ МэВ}$, $\bar{\nu}_{\text{сим}} = 5,6 \pm 0,5; 5,8 \pm 0,4; 6,5 \pm 0,3$ соответственно/. Кроме того, расчет энергетического баланса с использованием масс ядер из таблиц^{/7/}, с кинетической энергией, определенной экспериментально^{/8/} для близкой реакции $^{165}_{\text{Ho}}(^{14}\text{N}, f) E_K = 129 \pm 4 \text{ МэВ}$ по систематике^{/2/} $\bar{E}_K = 126 \text{ МэВ}$, с энергией γ -лучей $E_\gamma = 7 \text{ МэВ}$ и при средней кинетической энергии нейтрона 3 МэВ дает дефицит энергии выходного канала, равный: $3,2 \pm 6,0$; $12,8 \pm 6,1$; $27,4 \pm 5,5$ МэВ для $E_C^* = 82,4; 94,7; 116,7 \text{ МэВ}$ соответственно. Приведенные выше ошибки рассчитаны с учетом погрешностей измерения числа $\bar{\nu}_{\text{сим}}$ и кинетической энергии осколков деления. Расхождение значительно выходит за пределы экспериментальных погрешностей и быстро увеличивается с ростом энергии входного канала.

В работе^{/6/} делается попытка объяснить расхождение переходом энергии в энергию вращения осколков и, в конечном итоге - в увеличение энергии γ -лучей, испускаемых осколками, однако это приводит к предположению, что 80% спина составного ядра переходит в собственный спин осколков. Такое значение находится в сильном противоречии с существующими оценками спина осколков деления.

4. Продолжим теперь рассмотрение, начатое в первых двух пунктах сообщения. Было ясно, что наблюдение деления ядер с отрицательным значением $\bar{Q} - \bar{E}_K$ может быть объяснено или а/ наличием некоторого неизвестного механизма, приводящего к превращению тепловой энергии в энергию направленного коллективного движения. На

классическом языке это можно назвать механизмом отрицательной вязкости, или б/ нестационарным характером процесса, приводящим к нарушению условия замкнутости системы. Будем называть это механизмом взрыва.

Очевидно, что для любого механизма полный энергетический баланс должен сходиться и не должен иметь места дефицит энергии, приведенный в предыдущем пункте. Кроме того, экстраполяция $\bar{\nu}_{\text{сим}}(E_C^*)$ к нулевой энергии возбуждения должна приводить к значению $\bar{\nu}_{\text{сим}} - \lambda \approx -2,5$, т.к. $(\bar{Q} - \bar{E}_K)_{\text{сим}} = -17,8 \text{ МэВ}$ для деления $^{180}_{74}\text{W}$. Экстраполяция экспериментальных $\bar{\nu}_{\text{сим}}$ дает значение $\bar{\nu}_{\text{сим}} - \lambda \approx 3,5$, что также сильно расходится с расчетом энерговыделения процесса.

Эти факты - значительное расхождение энергетического баланса и необычная энергетическая зависимость числа $\bar{\nu}$ - приводят к заключению, что наиболее вероятным механизмом деления для реакции $^{158}_{\text{Gd}}(^{22}\text{Ne}, f)$ является механизм взрыва или какой-либо другой неравновесный механизм. Для такого процесса можно ожидать, что кроме двух осколков деления практически в каждом акте деления должны излучаться другие заряженные частицы, которые уносят энергию, проявляющуюся как дефицит при расчете энергетического баланса.

Прямые доказательства нового механизма деления ядер могли бы быть получены при постановке экспериментов по измерению вероятности испускания заряженных частиц при делении ядер с $Z < 80$. Обычно наблюдаемое тройное деление тяжелых ядер /с испусканием легких частиц H, He, .../ имеет вероятность $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ от двойного деления. Для объяснения наблюдаемого дефицита энергии $= 27,4 \text{ МэВ}$ для $E_C^* = 116,7 \text{ МэВ}$ необходимо предполагать, что в реакции $^{158}_{\text{Gd}}(^{22}\text{Ne}, f)$ заряженные частицы излучаются практически в каждом акте деления.

В случае, если эксперимент не покажет столь высокой вероятности тройного деления, необходимо будет признать справедливым механизм отрицательной вязкости, и причины расхождения энергетического баланса связывать с повышенной полной энергией γ -лучей, излучаемых осколками деления.

Отметим в заключение, что механизм отрицательной вязкости совершенно не изучен. Можно сказать только, что отрицательная вязкость не отрицает большую положительную вязкость, а скорее наоборот. Действительно, если в нагретом ядре имеется столь сильная связь между одночастичным движением и коллективным, что возможна передача энергии $17,8 \text{ МэВ}$ из тепловой энергии в коллективную в нарушение второго закона термодинамики, то тем более коллективные степени свободы должны с легкостью отдавать энергию в тепловое возбуждение, поскольку этому процессу соответствует повышение энтропии.

Литература

1. С.А.Карамян, Нгуен Так Ань, К.Н.Шарифов. ЯФ, 15, 435 /1972/.
2. V.E.Viola. Nucl. Data, 1, 391, 1966.
3. B.Borderie, F.Hanappe, C.Ngô, J.Péter, B.Tamain. Nucl.Phys., A220, 93, 1974.
4. J.Lachkar, Y.Patin, J.Sigaud. J. de Phys. Lettres, 36, 79, 1975.
5. J.W.Boldeman, R.I.Walsh. Phys.Lett., 62B, 146, 1976.
6. W.Reisdorf, M. de Saint-Simon, L.Lessard, L.Remsberg, C.Thibault, E.Roeckl, R.Klapish, I.V.Kuznetsov, Yu.Ts.Oganessissn, Yu.E.Pionshkevich. Phys.Lett., 62B, 33, 1976.
7. A.H.Wapstra, N.B.Cove. Nucl. Data Tables A9, 267, 1971.
8. C.Cabot, C.Ngô, J.Péter, B.Tamain. Nucl.Phys., A244, 134, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 июля 1976 года.