

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ Pu^{238} НЕЙТРОНАМИ

Д.Л.Шах, Г.Н.Смиренин

Угловая анизотропия разлета осколков при делении ядер является следствием неоднородности распределения проекций K углового момента l на ось симметрии (направление разделения). Распределение $f(K)$ формируется спектром доступных каналов деления – квантовых уровней делящегося ядра в переходном состоянии. Согласно модели Бора [1] ожидается, что в околороговой области возбуждений, когда в делении участвует небольшое число каналов и ход сечения преимущественно определяется проницаемостью барьера, $f(K)$ существенно зависит от энергии возбуждения. Этой области свойственны значительные изменения формы угловых распределений осколков $W(\theta)$, величины коэффициента угловой анизотропии $A = W(0^\circ)/W(90^\circ) - 1$ и других характеристик процесса деления – так называемые каналовые эффекты. Они очень отчетливо проявляются при делении нейтронами "легких" ядер Th^{230} , Th^{232} , U^{234} , но очень быстро затухают при увеличении числа нуклонов в делящемся ядре: падает величина A , стабилизируется форма $W(\theta)$ [2].

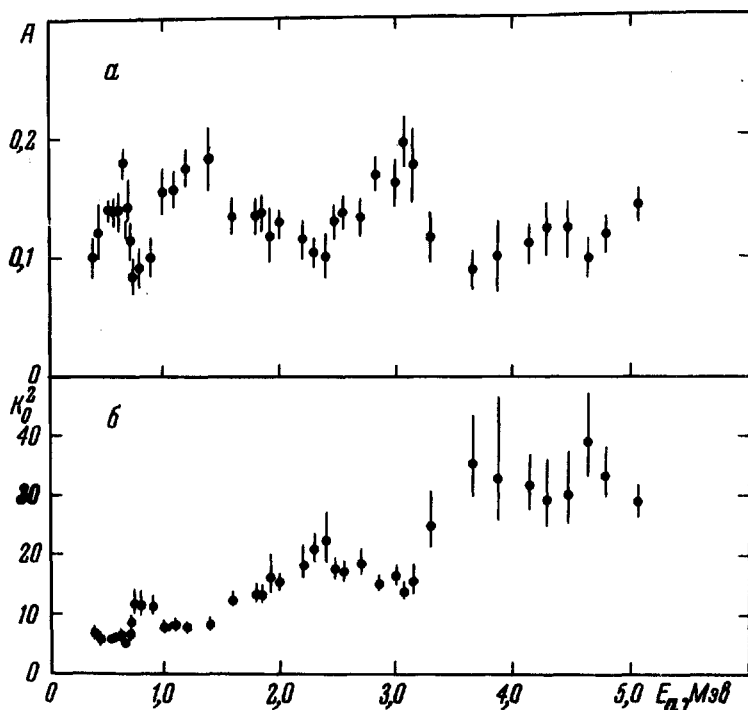
Исчезновение каналовых эффектов, удивительное с точки зрения традиционных представлений, побудило нас предпринять детальное исследование $W(\theta)$ для тяжелых ядер от урана до америция; о которых к началу измерений (около двух лет назад) имелись лишь отрывочные сведения. В настоящей работе сообщаются экспериментальные данные об угловых распределениях осколков при делении нейтронами Pu^{238} .

Измерения $W(\theta)$ производились с помощью "трековой" методики. В работе использовались цилиндрические стеклянные детекторы. Главная трудность эксперимента состояла в малости измеряемого эффекта ($A \sim 0,1$). Для каждого из 10 угловых интервалов, на которые разбивалось измеренное распределение числа следов осколков, была обеспечена статистическая точность $\sim 1 + 2\%$. Результаты измерений в пределах этих ошибок во всем изученном диапазоне энергии нейтронов от самого порога $\sim 0,5$ Mэв согласуются с простой зависимостью:

$$W(\theta)/W(90^\circ) = 1 + A \cos^2 \theta, \quad (1)$$

вытекающей из статистической теории угловой анизотропии деления [3]. Критерий согласия экспериментальных данных гипотезе (1) P_2 везде превосходит 0,05. Зависимость коэффициента угловой анизотропии A от энергии нейтронов E_n , значения которого находились по методу наи-

меньших квадратов, приведена на рисунке, а. Они в общих чертах удовлетворительно согласуются с единственными опубликованными данными о $\text{Pu}^{238}(n, f)$ [4], измеренными в диапазоне $E_n < 1,5 \text{ МэВ}$. Результаты наших измерений $W(\theta)$, однако, не подтверждают максимума при $\theta \approx 30^\circ$ при $1,0 < E_n < 1,5 \text{ МэВ}$, обнаруженного в [4].



а – зависимость от энергии нейтронов коэффициента угловой анизотропии А и б – параметра статистической теории K_0^2

Соответствие экспериментальных данных о $W(\theta)$ статистическому распределению также было обнаружено в реакции (n, f) на U^{238} , Am^{241} , Pu^{240} и, по-видимому, имеет место при делении других тяжелых ядер [5]. Оно показывает, что деление тяжелых ядер вблизи порога и даже в подбарьерной области (U^{239} [5]) происходит так, как если бы в реакции участвовало достаточно большое число каналов деления. Данная ситуация несовместима с представлениями о барьере в модели жидкой капли, но получает весьма естественное качественное истолкование, если, следуя Струтинскому [6], принять во внимание оболочечные эффекты, приводящие к возникновению в потенциальной энергии деформации двух максимумов и предположить, что второй максимум ниже первого. В этом случае наблюдаемый в сечении порог оп-

ределяется высотой первого (большого) барьера, а $f(K)$ – энергией возбуждения на втором барьере E^* . При соответствующей разнице между барьерами E^* вблизи наблюдаемого порога может оказаться достаточной, чтобы реализовалось статистическое распределение $f(K)$ (см. подробнее [5, 6]).

На основе имевшихся немногочисленных данных до сих пор складывалось впечатление, что наряду с падением A у тяжелых ядер уменьшается и масштаб изменения этой величины с энергией. Полученные в настоящей работе данные показывают, что это не так. На рисунке, *б* изображен ход зависимости параметра K_0^2 от E_n , рассчитанный из данных об A по квазиклассической формуле:

$$A = \frac{(2,10\sqrt{E_n} + 1)^2}{8K_0^2}. \quad (2)$$

Он имеет существенно нерегулярный "ступенчатый" характер, подобный тому, что наблюдается при делении четно-четных ядер в (d, pf) -реакции [7]. Предварительные данные наших измерений для реакций $U^{238}(n, f)$ и $Np^{237}(n, f)$ также подтверждают эту закономерность. Она, по-видимому, свидетельствует, что плотность внутренних возбуждений ядер при низких энергиях возрастает немонотонно и что этот эффект присущ ядрам с разной четностью числа нуклонов. Для объяснения нерегулярного изменения K_0^2 при низких возбуждениях весьма перспективными являются представления Струтинского [8] о дискретном изменении числа возбужденных квазичастиц. Для более определенных суждений о природе этого явления необходимы дальнейшие исследования.

Авторы выражают признательность Д.Н.Степанову и Н.Е.Федоровой за участие в работе.

Поступило в редакцию
26 августа 1968 г.

Литература

- [1] O. A. Bohr. Proc. First. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1955, p. 911.
- [2] R. W. Lamphere. Physics and Chemistry of Fission, 1, 63, IAEA, Vienna, 1965.
- [3] В.М.Струтинский. Атомная энергия, 2, 508, 1957.
- [4] П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрощенко, В.А.Шигин. ЯФ, 3, 479, 1966.

- [5] Х.Д.Андросенко, Г.Н.Смиренкин. Письма ЖЭТФ, 8, 181, 1968.
- [6] V. M. Strutinsky, S. Bjørnholm. Intern. Simp. Nucl. Str., Dubna, 1968.
- [7] H. C. Britt, W. R. Gibbs, I. I. Griffin, R. H. Stokes. Phys. Rev., 139, B354, 1965.
- [8] V. M. Strutinsky. Compt. Rend. Congr. Int. Phys. Nucl., Paris, 1958, p. 617; V. M. Strutinsky, V. A. Pavlinchuc. Physics and Chemistry of Fission, 1, 127, IAEA, Vienna, 1965.