

# УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ $U^{238}$ НЕЙТРОНАМИ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Х.Д.Андрессенко, Г.Н.Смиреникин

До последнего времени в физике процесса деления обычно принимались упрощенные представления о параболическом барьере, вытекающие из модели жидкой капли. Расчеты Струтинского [1] с учетом эффекта нуклонных оболочек, показали, что потенциальная энергия деформации для тяжелых ядер имеет вид кривой с двумя минимумами (I и II) и двумя максимумами (A и B), как схематически показано на рис.1. Новые

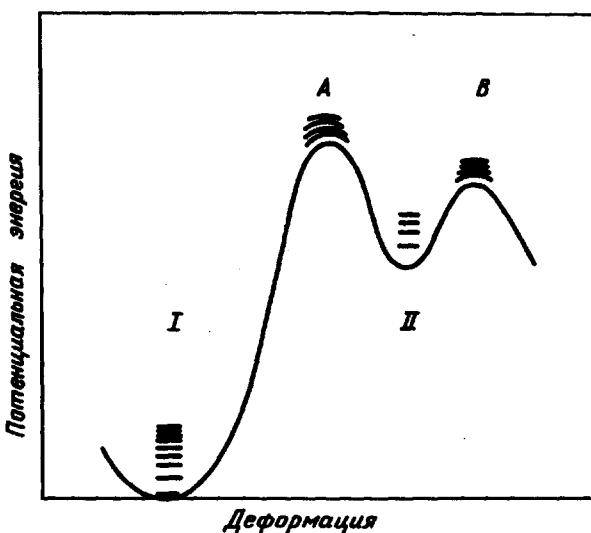


Рис. 1. Схематическое изображение потенциальной энергии деформации делящегося ядра

экспериментальные данные о группировке аномально сильных резонансов сечения деления "пороговых" ядер ( $Pu^{240}$  [2] и др.) медленными нейтронами представляют собой очень веский аргумент в пользу "дву-горбого" барьера. Пересмотр представлений о барьере может привести к весьма важным следствиям относительно протекания процесса деления вблизи порога, каналовых эффектов, подбарьерного деления и т.п. Анализ экспериментальных данных, характеризующих эти явления, в свете новых идей о форме барьера деления выполнен Струтинским и Бьорнхольмом [3].

Остановимся на эффектах, касающихся энергетической зависимости угловой анизотропии деления. Предположим, следуя [3], что переходное состояние II во многих отношениях подобно обычному компаунд-состоянию ядра равновесной формы I и обладает временем жизни, большим по сравнению с периодом миграции величины K-проекции углового момента I на ось симметрии. В этом предположении ядро "забывает" о состояниях, в которых оно находилось при прохождении барьера A, и картина деления будет определяться спектром состояний на барьере B. Анализ упомянутых экспериментальных данных [2] позволяет оценить глубину минимума II и разницу барьеров A и B, но оставляет открытый вопрос, какой из барьеров выше [3].

Очевидно, что в случае  $B > A$  будет осуществляться традиционная ситуация: разнообразие форм углового распределения осколков  $W(\theta)$  и значительные изменения коэффициента угловой анизотропии  $\alpha = W(0^\circ) / W(90^\circ)$  – I вблизи наблюдаемого порога деления, как следствие дискретной структуры каналов на барьере B (спектра K). В противоположном случае  $A > B$  может осуществиться принципиально новая картина, не совместимая с существовавшими ранее представлениями. Она возникает вследствие того, что наблюдаемый порог деления определяется высотой большего из барьеров, т.е. барьера A, а реализующийся спектр каналов-энергий возбуждения в критической точке B. При достаточно большой разнице барьеров, в окрестности порога плотность каналов на барьере B может оказаться значительной. Иными словами, в этом случае канальные эффекты в обычном понимании этого термина будут отсутствовать. Имеющиеся весьма немногочисленные экспериментальные данные [4] действительно показывают, что у наиболее тяжелых изученных ядер типа  $Pu^{240}$ ,  $Am^{241}$  угловая анизотропия мала и слабо меняется с энергией, а анизотропная часть  $W(\theta)$  от самого порога квадратично зависит от  $\cos \theta$ . В этой связи тщательное исследование деления ядер со слабо выраженным канальным эффектами представляется весьма важным.

В настоящей работе сообщается о результатах детальных измерений угловых распределений осколков при делении  $U^{238}$  нейtronами с энергией 0,8 – 3,4 МэВ.

Источником нейтронов служила реакция  $T(p, n)$ , осуществлявшаяся на электростатическом генераторе. В работе применялись твердые тритиевые мишени толщиной  $0,4\text{--}0,8 \text{ мкм}/\text{см}^2$ . Регистрация осколков произво-

дилась с помощью трековой методики с использованием стеклянных детекторов плоской и цилиндрической формы. Этот простой и надежный метод измерений  $W(\nu)$  подробно обсуждается в работах [5], и мы не будем на нем останавливаться. Укажем только, что использовались делящиеся мишени из естественного урана и урана с 250-кратным обеднением по изотопу  $U^{235}$ , деление которого в существенно подбарьерной области могло бы сильно исказить результаты.

В исследованном диапазоне энергий измерено 18 угловых распределений, из них более половины на участке крутого спада сечения деления  $\sigma_f$ . Наиболее существенные экспериментальные данные в компактном представлении изображены на рис.2. Он демонстрирует хорошее согласие результатов опыта с формулой статистической теории [6]:

$$W(\nu) \sim \sin^{-3} \nu \int_0^{\rho \sin^2 \nu} x^{1/2} e^{-x} I_0(x) dx = \sin^{-3} \nu \phi(p \sin^2 \nu), \quad (1)$$

где  $p = l^2 / 2K^2$ , а  $K^2$  характеризует ширину распределения  $K$

$$F(K) \sim \exp(-K^2 / 2K^2). \quad (2)$$

Избранное на рис.2 представление экспериментальных данных использует тот факт, что отношение

$$\frac{W(0^\circ)}{W(\nu)} = \frac{2(p \sin^2 \nu)^{3/2}}{3 \phi(p \sin^2 \nu)} \quad (3)$$

зависит от единственного параметра  $x = p \sin^2 \nu$ . Правая часть (3), как показано на рис.2, при  $p < 1$  с большой точностью линейно зависит от  $x$ .

Основной результат данного эксперимента, качественно согласующийся с тем, что было известно ранее, состоит в наблюдении исключительной стабильности формы  $W(\nu E)$  и соответствия ее статистическому распределению  $F(K)$  (2) не только около порога, но и в существенно подбарьерной области энергий. При  $E = 0,8 \text{ MeV}$   $\sigma_f$  составляет примерно 1/200 часть значения в "плато". Деление  $U^{238}$  под порогом на 0,5-0,7 MeV происходит так, как бы в нем принимало участие большое

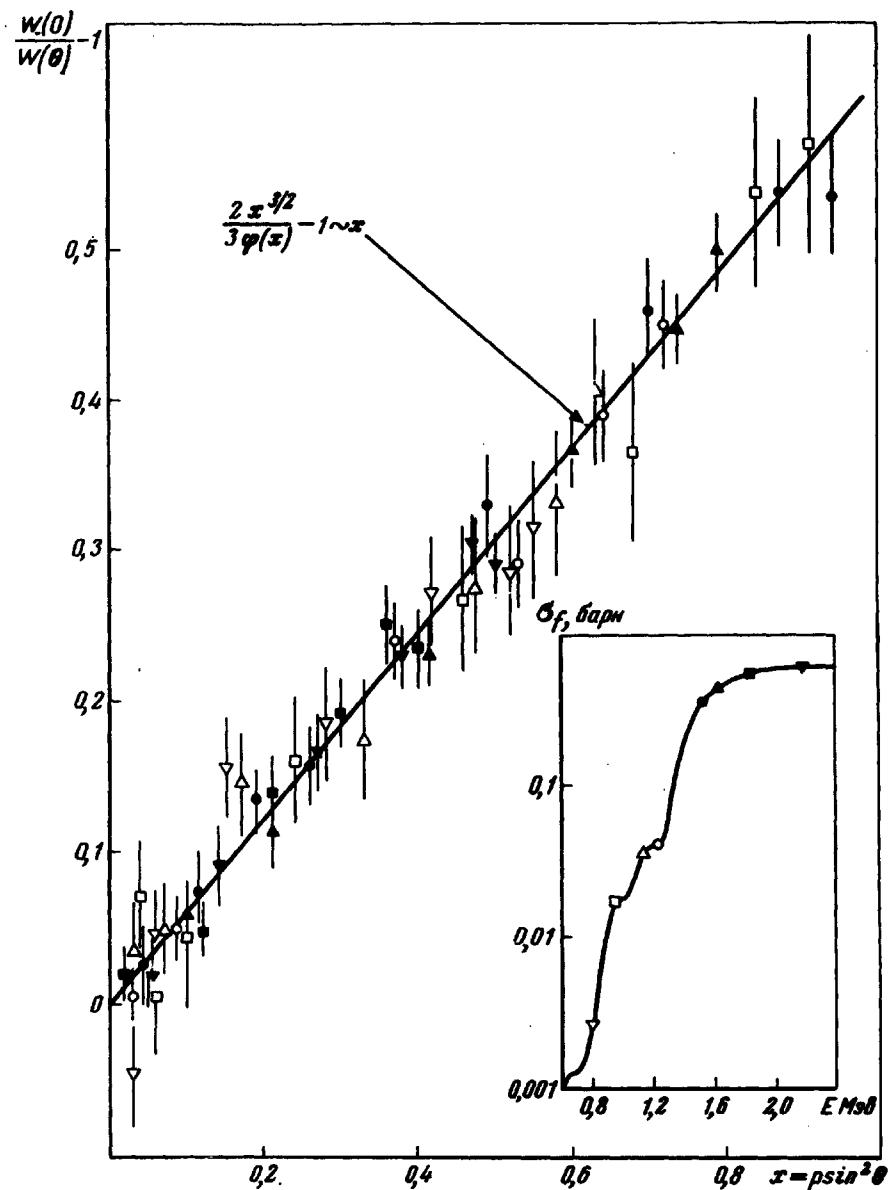


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных о  $W(\theta)$  с выражением (1) статистической теории угловых распределений осколков деления (см. текст). На вставке-энергетическая зависимость сечения деления  $\sigma_f(E)U^{238}$  нейtronами [7]. Обозначения  $\nabla - 0,8 \text{ МэВ}$ ,  $\square - 0,95 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta - 1,15 \text{ МэВ}$ ,  $\circ - 1,25 \text{ МэВ}$ ,  $\bullet - 1,55 \text{ МэВ}$ ,  $\blacktriangle - 1,65 \text{ МэВ}$ ,  $\blacksquare - 1,85 \text{ МэВ}$ ,  $\blacktriangledown - 2,2 \text{ МэВ}$ .

количество каналов. Этот эффект, удивительный с точки зрения общепринятых представлений, получает естественное истолкование в рамках новой концепции о двугорбом барьере [1,3].

Делению более легких ядер ( $\text{Th}^{230}$ ,  $\text{Th}^{232}$  и др.) с ярко выраженным каналовыми эффектами вблизи порога могут соответствовать случаи  $B > A$  или  $B < A$ , но при малой разнице барьеров. В [3], кроме того, предполагается, что с уменьшением числа нуклонов в ядре "яма" в переходном состоянии становится мельче.

Авторы выражают глубокую признательность В.М.Струтинскому за ценные обсуждения и М.К.Голубевой и Н.Е.Федоровой за участие в работе.

Поступило в редакцию  
20 июня 1968 г.

### Литература

- [1] В.М.Струтинский. Nuc l. Phys , A95, 420, 1967; Препринты ИАЭ № 1108, 1966; № 1380, 1967.
- [2] E.Migneco, J.Theobald. Second. Conf. Neutr. Cross Sections and Technology. Washington, D-8, 1968.
- [3] В.М.Струтинский, С.Бьёрнхольм. Докл. на конф. по структуре ядра, Дубна, 1968 .
- [4] R.W.Lamphere. Phys. and Chem. Fission, I, Vienna, 1965, p.63; П.Е.Воротников и др. Phys. and Chem. Fission, 1, Vienna, 1965, p. 157; J. E. Simmons et al. Phys. Rev., B137, 809, 1965.
- [5] И.Е.Бочарова, В.Г.Золотухин, С.П.Капица и др. ЖЭТФ, 49, 476, 1965; ПТФ, № 4, 1968.
- [6] В.М.Струтинский, И.Халперн. Докл. на II Женевской конф., р. 1513, 1958.
- [7] Neutron Cross Sections, BNL-325, Suppl. 2. VIII.