

реакций и обозначается  $f$ , напр. деление  $^{230}\text{Th}$  под действием нейтронов записывается в виде  $^{230}\text{Th}(n, f)$ . В 1940 К. А. Петражак и Г. Н. Флёрдов открыли самоизлучающее (спонтанное) Д. я. (см. ниже).

**Вероятность деления.** Вынужденное деление, в частности Д. я. нейtronами, конкурирует с др. ядерными реакциями под действием пейтронов. Вероятность вынужденного деления определяется отношением сечения деления  $\sigma_f$  к полному сечению захвата нейтрона  $\sigma_t$ . Вероятность  $P$  вынужденного деления зависит от энергии  $E^*$  возбуждения образующегося составного ядра, к-рая пропорциональна энергии  $E$  налетающей частицы (рис. 1). Эта зависимость имеет пороговый ха-



Рис. 2. Зависимость сечения деления ядер  $\sigma_f$  от энергии налетающих нейтронов  $E_n$ .

рактер, причём для чётно-чётного ядра  $^{238}\text{U}$  порог  $E^*$  превышает на 1 МэВ энергию связи нейтрона в ядре, а для чётно-нечётных ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  порог деления примерно совпадает с энергией связи нейтрона. Это приводит к большому сечению деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  при малой кинетич. энергии бомбардирующих пейтронов (рис. 2), что и используется в ядерных реакторах на тепловых пейтронах.

В нек-рых случаях наблюдается немонотонный ход зависимости сечения деления  $\sigma_f$  от энергии налетающей частицы  $E$ , обусловленный резонансной зависимостью вероятности деления  $P$  образующегося составного ядра от энергии его возбуждения  $E^*$ . В случае  $^{230}\text{Th}(n, f)$  ширина резонанса (делительная ширина) порядка 30 кэВ (рис. 3). При бомбардировке пейтронами малых энергий удаётся наблюдать расщепление широких резонансов на несколько более узких, что позволяет определять уровень составного ядра. Из сравнения энергетич. зависимости полного сечения  $\sigma_t$  захвата

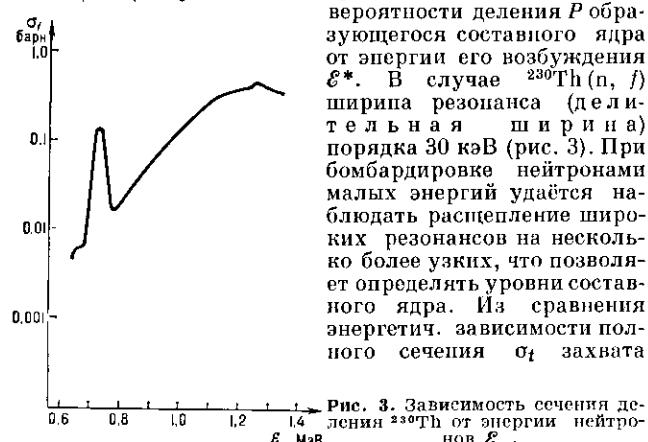


Рис. 3. Зависимость сечения деления  $^{230}\text{Th}$  от энергии нейтронов  $E_n$ .

нейтрона ядром  $^{240}\text{Pu}$  (рис. 4, а) и сечения деления  $\sigma_f$  (рис. 4, б) следует, что уровни составного ядра с большими делительными ширинами образуют группы. Ср. расстояние между группами  $\sim 650$  эВ, ср. расстояние между уровнями составного ядра  $\sim 15$  эВ. Т. о., в сечении деления  $^{240}\text{Pu}$  возникает чётко выраженная резонансная структура, к-рая наблюдается и для нек-рых др. ядер (см. ниже).

**Спонтанное деление. Спонтанно делящиеся изомеры.** С ростом  $Z$  уменьшается стабильность ядра относительно процесса деления. Это приводит к заметному спонтанному делению ядер из оси состояния. Именно неустойчивость относительно деления определяет гра-

ническое  $Z$  существующих в природе элементов (см. *Трансурановые элементы*).

Спонтанное Д. я. является разновидностью радиоактивного распада и характеризуется *периодом полураспада*  $T_{1/2}$ , связанным с вероятностью спонтанного деления. На рис. 5 представлены периоды полураспада

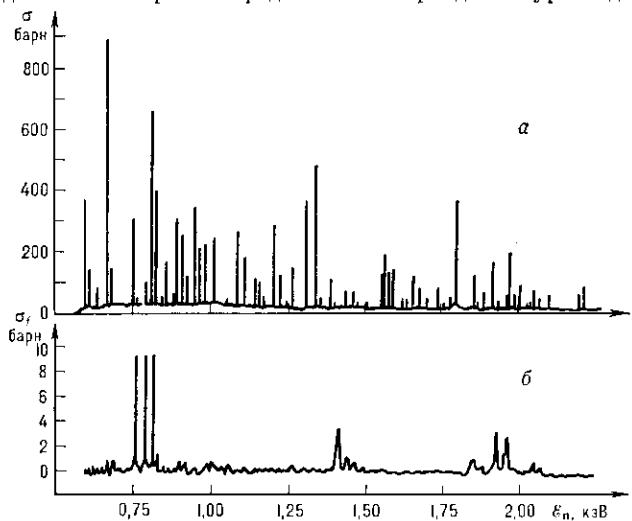


Рис. 4. Резонансная структура сечения деления  $^{240}\text{Pu}-|n$ : а — полное сечение реакции захвата ядром пейтрона; б — сечение деления.

$T_{1/2}$  относительно деления чётно-чётных ядер в зависимости от параметра делимости  $Z^2/A$ . Для более тяжёлых ядер видна немонотонная зависимость, связанная с проявлением оболочечных эффектов (см. *Оболочечная модель ядра*).

В левом нижнем углу показаны периоды полураспада т. п. спонтанно делящихся изомеров в  $\text{U}$  и  $\text{Pu}$  (см. *Изомерия ядерная*), к-рые образуются в ядерных реакциях. Наиб. период полураспада ( $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{-2}$  с) из известных спонтанно делящихся изомеров принадлежит нечётно-нечётному ядру  $^{242}\text{Am}$ . Выход из реакций делящихся изомеров невелик, а его зависимость от энергии бомбардирующих частиц имеет пороговый характер. Величина порога относительно энергии возбуждения составляет 2,5—3 МэВ. Следовательно, спонтанно делящиеся изомеры имеют сравнительно



Рис. 5. Зависимость периодов спонтанного деления чётно-чётных ядер от параметра делимости.

большую энергию возбуждения. Одновременно имеет место запрет на распад этого состояния путём излучения  $\gamma$ -квантов.

**Барьер деления.** При большой энергии возбуждения потенц. энергия ядра ведёт себя подобно энергии деформации равномерно заряженной жидкокапельной капли. Чтобы